

DER PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND XXVIII.

*Electrische Untersuchungen;
von G. Quincke.*

(Hierzu Taf. V Fig. 1–2.)

XII. Ueber das Verhalten dielectrischer Flüssigkeiten bei starken electrischen Kräften.

§ 79. Verschiedene Methoden, die Dielectricitätsconstante von Flüssigkeiten zu bestimmen. — In meinen electrischen Untersuchungen¹⁾ habe ich eine Methode beschrieben, um die Dielectricitätsconstante K_p einer isolirenden Flüssigkeit mit Hülfe der electrischen Wage zu bestimmen, indem durch Gewichte die electrische Zugkraft parallel den electrischen Kraftlinien gemessen wird, mit welcher eine zur Erde abgeleitete Condensatorplatte eine ihr parallele electrisirte Condensatorplatte anzieht.

Die beiden Condensatorplatten von gleicher Grösse befinden sich dabei in Luft oder in der betreffenden isolirenden Flüssigkeit.

Nennt man a den Abstand und O die Oberfläche der Condensatorplatten; G_1 oder G_{11} die Gewichte, welche bei der electrischen Potentialdifferenz P_1 oder P_{11} der Condensatorplatten in Luft oder in der isolirenden Flüssigkeit gerade ein Abreissen der beweglichen Platte hervorrufen, so ist:

$$(1) \quad G_1 = K_1 \frac{O}{8\pi} \frac{P_1^2}{a^2}, \quad G_{11} = K_{11} \frac{O}{8\pi} \frac{P_{11}^2}{a^2}$$

und durch Division beider Gleichungen:

$$(2) \quad K_p = \frac{K_{11}}{K_1} = \frac{G_{11}}{G_1} \frac{P_1^2}{P_{11}^2}.$$

1) G. Quincke, *Electrische Untersuchungen*. Abschnitt VII. § 51. Wied. Ann. 19. p. 707 u. Taf. VIII Fig. 22. 1883.

Bei den früheren Versuchen wurden die Potentialdifferenzen P_1 und P_{11} nahezu gleich gewählt. Die Gewichte G_{11} betrugen niemals mehr als 110 gr, weil bei grösseren Potentialdifferenzen eine Verbiegung der nur 1 mm dicken Condensatorplatten zu befürchten gewesen wäre.

Ferner wurde für denselben Condensator in Luft oder isolirender Flüssigkeit der Ausschlag s_1 oder s_{11} einer Multiplicatornadel gemessen, wenn der Condensator durch eine kurze Wassersäule und einen Multiplicator von 20000 Windungen entladen wurde. Das Verhältniss der Capacitäten des Condensators in isolirender Flüssigkeit und in Luft, oder die Dielectricitätsconstante K der isolirenden Flüssigkeit ist dann:

$$(3) \quad K = \frac{s_{11}}{s_1} \frac{P_1}{P_{11}}.$$

P_1 wurde genau gleich P_{11} gewählt. Dabei fand sich K kleiner, als der mit der electrischen Wage bestimmte Werth K_p .

Der Abstand der Condensatorplatten betrug 0,1595 cm; die electrische Potentialdifferenz etwa 15 oder 10 C.-G.-S.; die Anziehung in Luft 20 oder 10 gr.

§ 80. Dielectricitätsconstante K_p von Flüssigkeiten für grosse electrische Kräfte mit electrischer Wage gemessen. — Man kann nun bei diesen Versuchen mit der electrischen Wage oder dem Multiplicator die electrische Potentialdifferenz P_{11} viel grösser als P_1 machen, da für dieselbe Potentialdifferenz die electrische Schlagweite in der isolirenden Flüssigkeit viel kleiner als in Luft ist (vgl. unter § 82).

Bei dem ähnlichen Verhalten magnetisch und dielectrisch polarisirter Körper erscheint es wahrscheinlich, dass bei starken electrischen Kräften ein Maximum der dielectrischen Polarisation eintreten kann, wie ein solches bei magnetischen Kräften durch den sogenannten Sättigungszustand schon lange bekannt ist. Man müsste dann erwarten, die Constante K_p oder K der Gl. (2) oder (3) um so kleiner zu finden, je grösser die zu ihrer Bestimmung benutzte electrische Kraft P_{11}/a wäre.

Ich habe daher diese Versuche für eine Reihe isolirender Flüssigkeiten mit einer electrischen Wage wiederholt, welche nach dem Princip der früher benutzten, nur kräftiger, gebaut war. Dieselbe erlaubte eine electrische Anziehung bis zu einem Kilogramm zu messen.

Die vernickelten Condensatorplatten dieser neuen electrischen Wage (Fig. 1) hatten 8,611 cm Durchmesser; die obere *A* 2,5, die untere *B* 5 mm Dicke. Der durch einen Bleiring beschwerte Dreifuss mit der unteren Condensatorplatte wog in Luft etwa 1300 gr. Die Anordnung war dieselbe, wie bei den früheren Versuchen. Nur war die obere Condensatorplatte in etwas anderer Weise an dem Wagebalken aufgehängt, um die Verdunstung der Flüssigkeit und eine Verschiebung der früher lose aufgesetzten Dosenlibelle zu vermeiden.

Die obere Condensatorplatte war durch einen cylindrischen Hals mit der Dosenlibelle fest verbunden und mit einer Cardani'schen Aufhängung anstatt mit drei dünnen Drähten am Wagebalken befestigt.

Ein verticaler Messingstab *H* von 45 mm Länge und 7 mm Durchmesser trug an seinem unteren Ende die obere Condensatorplatte; an seinem oberen Ende eine Messingscheibe von 50 mm Durchmesser und 5 mm Dicke. Drei starke Zug- und ebenso viele Druckschrauben verbanden diese Messingscheibe mit einer empfindlichen Dosenlibelle *L*, deren Luftblase einspielte, sobald die obere Condensatorplatte genau horizontal stand. Die Dosenlibelle war mit einer unten in zwei Ringe *RR* auslaufenden Gabel *G* aus starkem Messingdraht und einem stählernen Hufeisen *E* auf die Stahlschneide des Wagebalkens gehängt. Die Stahlschneide und die Drehungsaxe der Gabel an der Dosenlibelle standen zu einander senkrecht und bildeten die Cardani'sche Aufhängung für die obere Condensatorplatte, welche beim Schwingen des Wagebalkens sich hob und senkte, dabei aber genau horizontal blieb.

Der Dreifuss *F* mit der durch ein Flintglasstäbchen *C* isolirten unteren Condensatorplatte *B* stand in einem Glascylinder von 50 mm Höhe und 125 mm Durchmesser auf

einem (in der Zeichnung fortgelassenen) Brett innerhalb des Wagekastens, das durch drei Stellschrauben so lange gehoben wurde, bis die kegelförmigen Spitzen der drei Lagerschrauben *o* die drei Ansätze der oberen Condensatorplatte *A* berührten. Die beiden genau horizontalen Flächen der beiden Condensatorplatten hatten 0,1581 cm Abstand.

Auf den oberen abgeschliffenen Rand des Glascyinders konnte eine runde Deckplatte aus Glas mit zwei kreisförmigen Ausschnitten von 15 mm Durchmesser für den Hals *H* der oberen und den Zuleitungsdraht *D* der unteren Condensatorplatte aufgelegt werden. Die durch einen diametralen Schnitt in zwei Theile getheilte Deckplatte verhinderte, soweit das überhaupt möglich war, die Verdunstung der isolirenden Flüssigkeit im Glascyinder.

Zwischen Deckplatte und oberem Rand des Glascyinders führte ein blanker Kupferdraht *N* von dem Dreifuss *F* zu den Gasröhren des Hauses, mit denen auch der Wagebalken und die übrigen Metalltheile der Wage leitend verbunden waren.

Eine Millimetertheilung am Halse der oberen Condensatorplatte gestattete den Stand der Flüssigkeit im Glascyinder zu controliren, die gewöhnlich 10 mm über der oberen Condensatorplatte stand. Mit dem Stand und der Natur der Flüssigkeit im Glascyinder schwankte natürlich das Taragewicht (171,245 bis 155,670 gr), welches der oberen Condensatorplatte im unelectrischen Zustande das Gleichgewicht hielt.

Ein anderer dünner Kupferdraht, der durch eine mit Schellack bekleidete Flintglasröhre von der Wand des Wagekastens isolirt war, verband den Zuleitungsdraht *D* und die untere isolirte Condensatorplatte mit dem beweglichen Arme eines Schlüssels ausserhalb des Wagekastens. Je nachdem der bewegliche Arm des Schlüssels¹⁾ rechts oder links lag, war die untere Condensatorplatte mit der inneren Belegung der Flintglasbatterie, einem Thomson'schen Schraubenelectrometer, einem Righi'schen Reflexionselectrometer und der Holtz'schen Maschine oder durch eine kurze Wasser-

1) G. Quincke, Wied. Ann. 19. Taf. VIII Fig. 23. 1883.

säule und den Multiplicator von 20000 Windungen mit der Erde verbunden.

Auf die Wageschale der electrischen Wage wurden zu dem Taragewicht 10 oder 20 gr gelegt, die Holtz'sche Maschine gedreht, bis das Reflexionselectrometer eine genügende electrische Potentialdifferenz angab, und das Schraubenelectrometer eingestellt. Dann wurde die Arretirung des Wagebalkens gelöst, die innere Belegung der Leidener Batterie mit einem leinenen Tuche berührt, das Potential langsam verkleinert und gleichzeitig das Schraubenelectrometer verstellt, bis die electrische Anziehungskraft nicht mehr genügte, die obere Condensatorplatte festzuhalten, und die Wage ausschlug.

Unter die Wageschale mit dem Taragewicht und den Gewichten G_1 wurde eine in Seidenpapier gewickelte 15 mm dicke Filzplatte gelegt, um den Stoss beim Abreissen der Condensatorplatte zu mildern. Das Einwickeln in Seidenpapier war nöthig, weil sonst durch die starken electrischen Kräfte häufig eine Filzfaser losgerissen, in den Raum zwischen den Condensatorplatten hereingezogen und damit die Isolation gestört wurde.

Darauf wurde derselbe Versuch wiederholt, nachdem man das Glasgefäß mit einer isolirenden Flüssigkeit gefüllt, das Taragewicht entsprechend geändert und die Gewichtstücke G_{11} dazu gelegt hatte.

Nennt man r_1 und r_{11} die Stellungen des Schraubenelectrometers, welche den Potentialdifferenzen P_1 und P_{11} der Gleichungen (2) und (3) entsprechen, r_0 die Entfernung der Metallplatten des Schraubenelectrometers, wenn die Mikrometerschraube desselben auf Null steht, so ist:

$$(4) \quad P_1 = A(r_0 + r_1), \quad P_{11} = A(r_0 + r_{11}),$$

und die Gl. (2) geht über in:

$$(5) \quad K_p = \frac{K_{11}}{K_1} = \frac{G_{11}}{G_1} \frac{(r_0 + r_1)^2}{(r_0 + r_{11})^2}.$$

Durch eine Reihe von Wägungen mit dieser electrischen Wage in Luft ergab sich in der früher¹⁾ von mir beschriebenen Weise:

1) G. Quincke, Wied. Ann. 19. p. 564, 1883.

$r_0 = 1,750^{\text{rev}}$, $A = 1,133 \text{ C.-G.-S.}$,
also nahezu ebenso, wie früher.

Die in Tab. 54. a. zusammengestellten Versuche lassen in der That eine geringe Abnahme der Dielectricitätsconstante K_p mit wachsender electricischer Kraft erkennen.¹⁾

Tabelle 54. a.

Electricische Zugkräfte
in Luft und in dielectricischen Flüssigkeiten
mit electricischer Wage verglichen.
 $O = 58,234 \text{ qcm}$, $a = 0,1581 \text{ cm}$.

Gewichte		Schraubenelectrometer		Dielectricitäts- constante
Luft	Flüssig- keit	Luft	Flüssig- keit	
G_1	G_{11}	$r_0 + r_1$	$r_0 + r_{11}$	
Aether (Kahlbaum)				
gr	gr	rev	rev	
20	100	12,59	13,54	4,323
"	600	"	33,783	4,166
"	800	"	39,03	4,162
Aether (1 Jahr über gebranntem Marmor gestanden und frisch destillirt)				
20	100	12,59	13,43	4,394
"	600	"	33,60	4,212
"	800	"	38,66	4,242
"	1000	"	42,85	4,316
Schwefelkohlenstoff				
20	55	12,815	13,185	2,598
"	440	"	37,154	2,617
"	550	"	41,872	2,576
Schwefelkohlenstoff (Kahlbaum)				
10	27,5	9,063	9,238	2,647
20	55	12,815	13,122	2,623
"	220	"	26,662	2,541
"	330	"	32,478	2,569
"	440	"	37,581	2,558
"	550	"	42,457	2,505
"	880	"	53,322	2,541
Benzol aus Steinkohlentheer (Kahlbaum)				
10	25	8,939	9,174	2,374
20	50	12,623	12,993	2,360
"	200	"	26,568	2,257
"	400	"	37,747	2,237
"	800	"	53,760	2,205

1) Vgl. Lodge, Rep. Brit. Assoc. for 1885. On Electrolysis. p. 42.

Gewichte		Schraubenelectrometer		Dielectricitäts- constante
Luft	Flüssig- keit	Luft	Flüssig- keit	
G_1	G_{11}	$r_0 + r_1$	$r_0 + r_{11}$	K_p
Steinöl (über gebranntem Marmor gestanden)				
gr	gr	rev	rev	
10	21	8,939	8,881	2,128
20	42	12,623	12,706	2,073
"	84	"	17,920	2,034
"	168	"	25,660	2,033
"	336	"	36,726	1,984
"	506	"	44,963	1,994

Die Werthe von K_p für Aether und Schwefelkohlenstoff sind etwas kleiner als bei den früheren Versuchen mit der leichter gebauten electrischen Wage, (wo ich 4,399 und 2,669 gefunden hatte), weil die Deckplatte des neuen Apparates die Verunreinigung der isolirenden Flüssigkeit durch Anziehung von Wasser aus der atmosphärischen Luft verlangsamt. Eine sehr geringe Wassermenge lässt aber, wie ich schon früher¹⁾ bemerkt habe, die Constante K_p zu gross erscheinen.

Die Flüssigkeiten waren dieselben, welche zu den früheren Versuchen gedient hatten.

Bei den Versuchen mit grossen electrischen Kräften und grossen Gewichten kann es vorkommen, dass die obere Condensatorplatte nach dem Abreissen sich ein wenig neigt, ein Funken durch die Luft über der Flüssigkeit überschlägt und der Aether oder Schwefelkohlenstoff dadurch entzündet wird. Bei dicht schliessendem Wagekasten ersticken zwar die Flammen. Jedoch habe ich, um gegen Feuersgefahr gesichert zu sein, den Wagekasten stets in einen grossen flachen Trog aus Zinkblech mit 30 mm hohem Rande gestellt und eine grosse Glocke aus Zinkblech bereit gehalten, die über die ganze Wage gestülpt werden konnte. Der Zinktrog konnte mit Wasser gefüllt und dadurch der Raum unter der Zinglocke von der atmosphärischen Luft ganz abgesperrt werden.

1) G. Quincke, l. c. p. 714.

Funken im Inneren der Flüssigkeit sind weniger gefährlich, als Funken über der Flüssigkeit. Doch wird die Flüssigkeit dadurch zersetzt, und stören dann die abgeschiedenen Kohlentheilchen die Isolation.

Bei kleinen Potentialdifferenzen bis 20 C.-G.-S. lassen sich aber die Messungen ganz gefahrlos mit grosser Genauigkeit und Schnelligkeit ausführen.

§ 81. Dielectricitätsconstante K in Flüssigkeiten für grosse electricische Kräfte mit Multiplikator gemessen. — Gleichzeitig mit den eben erwähnten Wägungen wurde die Dielectricitätsconstante K mit dem Multiplikatorausschlag s_1 oder s_{11} bestimmt, wenn die Condensatorplatten bis zur Potentialdifferenz P_1 oder P_{11} in Luft oder in der isolirenden Flüssigkeit geladen waren.

Sind r_1 und r_{11} die Stellungen des Schraubenelectrometers im Augenblicke der Entladung durch den Multiplikator, so ist nach Gl. (3) und (4):

$$(6) \quad K = \frac{s_{11}}{s_1} \cdot \frac{r_0 + r_1}{r_0 + r_{11}}.$$

Die Resultate der Beobachtungen finden sich in der folgenden Tab. 55. a. zusammengestellt. Die vorletzte Spalte enthält den Werth der mit Wägungen für dieselbe Potentialdifferenz gefundenen Werthe von K_p , die letzte Spalte das Verhältniss K_p/K der nach beiden Methoden gefundenen Werthe der Dielectricitätsconstante.

Tabelle 55. a.

Dielectricitätsconstante
aus der Capacität eines Condensators in Luft und in der
dielectricischen Flüssigkeit bestimmt.

Schrauben- electrometer		Multiplier- ausschlag		Dielectricitäts- constante mit		$\frac{K_p}{K}$
Luft	Flüssigk.	Luft	Flüssigk.	Multiplier	Wägung	
$r_0 + r_1$		s_1	s_{11}	K	K_p	
Aether (Kahlbaum)						
rev	rev	sc	sc			
12,590	12,590	57,2	160,2	2,800	4,923	1,544
"	33,783	"	427	2,782	4,166	1,497
"	39,030	"	(339)	(1,912)	—	—
						1,520

Schrauben-electrometer		Multiplicator-ausschlag		Dielectricitäts-constante		$\frac{K_p}{K}$
Luft	Flüssigk.	Luft	Flüssigk.	Multiplicator	Wägung	
$r_0 + r_1$		s_1	s_{11}	K	K_p	

Aether (1 Jahr über gebranntem Marmor gestanden und frisch destillirt)

727	727	90	90			
12,590	12,590	57,2	208,5	3,645	4,394	1,205

Schwefelkohlenstoff.

12,815	12,815	55,040	134,4	2,316	2,623	1,133
"	37,154	"	390 (247)	2,318 (1,527)	2,558	1,103
"	41,872	"	420 (288)	2,215 (1,520)	2,505	1,131
						1,122

Schwefelkohlenstoff (Kahlbaum)

9,063	9,063	37,02	93	2,513	2,647	1,053
12,815	12,815	57,40	128,7	2,248	2,623	1,167
"	26,662	"	280,8	2,350	2,541	1,081
"	32,478	"	347,0	2,362	2,569	1,087
"	37,581	"	389,4	2,312	2,558	1,107
"	42,457	"	481,3 (243)	2,199 (1,277)	2,505	1,139
						1,106

Benzol aus Steinkohlentheer (Kahlbaum)

8,939	8,939	41,82	67,30	2,058	2,374	1,137
12,623	12,623	58,70	124,40	2,119	2,360	1,113
"	26,568	"	262,5	2,125	2,257	1,062
"	37,747	"	369,6	2,106	2,237	1,062
						1,093

Steinöl (über gebranntem Marmor gestanden)

8,939	8,939	41,90	75,60	1,804	2,128	1,179
12,623	12,623	59,52	109,8	1,803	2,073	1,150
"	17,920	"	153,5	1,817	2,084	1,147
"	25,660	"	223,6	1,848	2,083	1,100
"	36,726	"	322,2	1,860	1,984	1,067
"	44,963	"	374,0	1,764	1,994	1,130
						1,129

Die Methode der Multiplicatorausschläge versagt zuweilen bei grossen Potentialdifferenzen, während die Methode der Wägungen für gleiche electricische Kräfte noch constante Resultate gibt. Man erhält nämlich bei Flüssigkeiten zwischen den Condensatorplatten für allmählich zunehmende Potentialdifferenzen der Condensatorplatten plötzlich kleinere, oft bedeutend kleinere Multiplicatorausschläge, denen dann natürlich kleinere Werthe der Constante K entsprechen. Bei

 $\frac{K_p}{K}$

1,544
1,497
—
1,520

Aether und Schwefelkohlenstoff, die übrigens vortrefflich isolirten, trat diese abnormale Erscheinung besonders auffallend hervor, ohne dass ich dafür eine Erklärung zu geben wüsste.¹⁾

In mehreren Fällen waren diese Werthe von K nahezu $\frac{2}{3}$ der für kleinere electricische Kräfte gefundenen.

Ohne dass scheinbar sich irgend etwas geändert hatte, treten dann wieder grössere Multiplicatorausschläge auf mit Werthen von K , die den für kleinere electricische Kräfte gefundenen nahezu gleich sind.

Abgesehen von diesen abnormalen Erscheinungen, findet sich die Dielectricitätsconstante K_p mit Wägungen und K mit Multiplicatorausschlägen ein klein wenig kleiner, je grösser die bei ihrer Bestimmung benutzten electricischen Kräfte waren.

Mit der electricischen Wage findet man, wie aus der letzten Spalte der Tab. 55. a. zu ersehen ist, die Dielectricitätsconstante einer Flüssigkeit 50 bis 100 Procent grösser, als mit dem Condensator und Multiplicatorauschlag. Der Unterschied beider Bestimmungen ist im allgemeinen um so grösser, je grösser die Dielectricitätsconstante ist.

§ 82. Schlagweite in verschiedenen Flüssigkeiten. — Ich habe früher²⁾ die electriche Potentialdifferenz P zweier Messingkugeln von 20 mm Durchmesser gemessen, welche bei verschiedenem Abstand a derselben nöthig war, um eine Entladung in Luft herbeizuführen.

Man kann ähnliche Versuche auch in verschiedenen isolirenden Flüssigkeiten anstellen und findet dann für dieselbe electriche Potentialdifferenz eine kleinere Schlagweite als in Luft; der Druck parallel den electricischen Kraftlinien, bei welchem die Funkenentladung in der Flüssigkeit übergeht, ist dann durch die Gleichung gegeben:

1) Die von mir untersuchten Flüssigkeiten leiteten die Electricität viel schlechter, als nach den Messungen von Said Effendi, Compt. rend. 68. p. 1567. 1869. Domalip, Wien. Ber. 75. p. 620. 1877; Beibl. 1. p. 574. 1877. Gruss u. Biermann, Wien. Ber. 77. p. 463. 1878; Beibl. 2. p. 429. 1878 zu erwarten gewesen wäre, welche wohl nicht ganz reine Flüssigkeiten untersucht haben.

2) G. Quincke, Electr. Untersuch. § 45. Wied. Ann. 19. p. 567. 1883.

$$(7) \quad p = \frac{K_p}{8\pi} \frac{P^2}{a^3},$$

wo K_p die mit Hülfe der electrischen Wage bestimmte Dielectricitätsconstante der betreffenden Flüssigkeit bedeutet.

Bei meinen Versuchen wurde an einem Funkenmikrometer die Schlagweite zwischen vergoldeten schwach gewölbten Messingscheiben (Uniformknöpfen) mit kugelförmigen, 24 mm breiten Endflächen von 50 mm Radius gemessen, welche an 2,5 mm dicke Messingdrähte von 90 mm Länge gelöthet waren. Die Messingknöpfe O und U (Fig. 2) bildeten die Electroden und befanden sich in einer umgekehrten Eau de Cologne-Flasche ohne Boden mit zwei gegenüberliegenden ebenen Seitenflächen von 65 mm Höhe und 23 mm Breite. Auf zwei Löcher von 14 mm Durchmesser in der Mitte dieser Seitenflächen waren zwei Spiegelglasplatten L und R mit Fischleim aufgekittet. Die Aussenfläche der Flasche war mit geschmolzenem Schellack bekleidet, und der Hals der Flasche in eine Korkklemme geschraubt, die als Träger diente.

Auf dem eben geschliffenen Rande der Flasche ruhte eine Deckplatte D aus Spiegelglas mit centraler Oeffnung von 15 mm Durchmesser. Die verticalen Messingdrähte der Electroden gingen luftdicht durch zwei Korke in dem Hals der Flasche und der Oeffnung der Deckplatte.

Die Anordnung war im übrigen dieselbe, wie bei den früheren Versuchen.¹⁾ Durch 1 mm dicke, mit Guttapercha bekleidete Kupferdrähte und Klemmschrauben war die untere Electrode mit der Erde, die obere mit einem Thomson'schen Schraubenelectrometer, einem Righi'schen Reflexionselectrometer, der inneren Belegung einer Flintglasbatterie und der Holtz'schen Maschine verbunden. Die äussere Belegung der Flintglasbatterie war zur Erde abgeleitet.

Die Flasche wurde mit der isolirenden Flüssigkeit gefüllt, die Deckplatte aufgesetzt, mit einem Bleiring B beschwert und durch Verschieben der Messingdrähte in den Korken

1) G. Quincke, l. c.

der mit einem Kathetometer gemessene Abstand der Kugelflächen auf 1 oder 0,5 mm gebracht.

Während man die Holtz'sche Maschine drehte und die Flintglasbatterie lud, beobachtete man das Righi'sche Reflexionselectrometer und regelte das Spiel der Maschine so, dass der Fernrohrfaden langsam über die Scala fortrückte, ohne dass die Electrometernadel in Schwingungen gerieth. Bei einer bestimmten Ablenkung ϱ des Reflexionselectrometers sprang der Funken in der Flüssigkeit zwischen den Electroden über. Es wurde dann das Funkenmikrometer ausgeschaltet und die Stellung des Schraubenelectrometers bestimmt, welche der Ablenkung ϱ des Reflexionselectrometers entsprach. Der Werth P der electricischen Potentialdifferenz der beiden Kugelflächen ist dann nach früheren Versuchen (§ 44 Gl. 21 und 24) mit der electricischen Wage in absolutem Maasse bekannt.

Die Versuche sind in der folgenden Tab. 103 übersichtlich zusammengestellt.

Tabelle 103.

Vergoldete Messing- knöpfe in der Flüssigkeit	Dielectri- citätsconst. K_p	Electr. Potentialdifferenz P bei nach dem Funken in d. Flüssigkeit				Electrischer Druck p	
		Schlagweite a		Schlagweite a		Schlagweite a	
		cm 0,05	cm 0,1	cm 0,05	cm 0,1	cm 0,05	cm 0,1
Terpentinöl	2,26	>85	C.-G.-S. sehr gross	—	—	>0,256	—
Rapsöl	2,38	66	>96	8	—	0,163	>0,086
Schwefelkohlenstoff .	2,54	55	>90	18	—	0,121	0,081
Steinöl	1,99	55	74	20	20	0,094	0,043
Aether	4,20	47	74	0	0	0,146	0,091
Leichtes Benzol . .	2,15	45	72	16	23	0,068	0,044
Schweres Benzol . .	2,20	44	71	13	26	0,067	0,043
1 Vol. Aether + 1 Vol. Schwefelkohlenstoff	3,54	50	67	10	16	0,139	0,062
5 Vol. Aether + 1 Vol. Schwefelkohlenstoff	4,14	43	65	10	10	0,120	0,070
Atmosphärische Luft	1	9,51	15,34	—	—	0,0012	0,001

Nachdem der Funke in der Flüssigkeit übergegangen war, zeigten die Electroden noch die in der fünften und sechsten Spalte aufgeführte Potentialdifferenz.

Bei einem Electrodenabstand a von $\frac{1}{3}$ mm trat der Funke in Terpentinöl bei einer Potentialdifferenz P von 61 C.-G.-S. auf, und blieb dann noch eine Potentialdifferenz von 13 C.-G.-S. als Rückstand.

Auffallender Weise erschien der Funke in Flüssigkeitsgemischen von Aether und Schwefelkohlenstoff bei einer kleineren Potentialdifferenz, als in den reinen Flüssigkeiten.

Alle Zahlen der vorstehenden Tabelle können nur als angenähert richtig betrachtet werden.

Mit dem Auftreten der Funken im Inneren der Flüssigkeit scheiden sich häufig Luftblasen und an deren Oberfläche durch die Hitze des Funkens Kohlentheilchen ab. Die Luftblasen werden von der kürzesten electricischen Kraftlinie fortgetrieben, da ihre Dielectricitätsconstante kleiner, als die der isolirenden Flüssigkeit ist; die Kohlentheilchen werden nach der kürzesten electricischen Kraftlinie hingezogen und verkleinern dadurch die Schlagweite.

Masson¹⁾, Holtz²⁾ und Baille³⁾, welche ebenfalls die Schlagweite in verschiedenen Flüssigkeiten verglichen haben, fanden ähnliche Schwierigkeiten und Schwankungen bei den Messungen, wie ich selbst.

Macfarlane⁴⁾ fand für a cm Schlagweite

die electricische Potentialdifferenz:

$$P = 332,4 a - 7,2 \text{ für Terpentinöl}$$

$$289 a - 10 \quad \text{„ Olivenöl}$$

$$306,4 a - 6,1 \quad \text{„ Paraffinöl}$$

bei Schlagweiten, die zwischen 0,1 und 0,5 cm schwankten. Daraus würde bei 0,1 cm Schlagweite die electricische Potentialdifferenz folgen:

$$P = 26,0 \text{ C.-G.-S. für Terpentinöl}$$

$$19,8 \quad \text{„ Olivenöl}$$

$$24,54 \quad \text{„ Paraffinöl}$$

1) Masson, Ann. de chim. et de phys. (3) 30. p. 53. 1850.

2) Holtz, Wied. Ann. 11. p. 710. 1880.

3) Baille, Ann. de chim. et de phys. (5) 29. p. 193. 1883.

4) Macfarlane, Phil. Mag. (5) 10. p. 401. 1880.

also Werthe, die erheblich kleiner, als die von mir beobachteten sind.

Macfarlane nennt mit Chrystal den nach Gl. (7) berechneten electricen Druck p die dielectricische Kraft (dielectric strength) der betreffenden Substanz. In den letzten beiden Spalten der Tab. 103 findet sich dieser electriche Druck in Atmosphären berechnet für die Schlagweite 0,05 und 0,1 cm mit dem daneben stehenden Werth der Dielectricitätsconstante K_p , wie ich ihn früher¹⁾ für dieselben Flüssigkeiten mit der electricen Wage gefunden hatte. Der Werth von p nimmt mit wachsender Schlagweite ab. Derselbe ist vergleichbar mit den electricen Druckkräften, welche bei Glaswänden von Thermocondensatoren noch keine Durchbrechung mit Funkenbildung herbeiführten.²⁾

§ 83. Das electriche Leitungsvermögen dielectricer Flüssigkeiten ändert sich mit der Grösse der electricen Kraft P/a , wenn P die electriche Potentialdifferenz und a den Abstand der Electrodenflächen bezeichnet.³⁾

Dasselbe wurde bei Gelegenheit der Untersuchungen über electriche Doppelbrechung⁴⁾ dielectricer Flüssigkeiten in Flüssigkeitscondensatoren mit ebenen oder cylindrischen Nিকেlectroden in folgender Weise gemessen.

Die eine Electrode (innere Belegung) des Flüssigkeitscondensators war mit der inneren Belegung der Leidener Batterie von acht Flintglasflaschen, dem Thomson'schen Schraubenelectrometer, dem Righi'schen Reflexionselectrometer und der Holtz'schen Maschine leitend verbunden. Diese Electrode wurde durch einen Gehülfen, der das Reflexionselectrometer beobachtete und danach das Spiel der Holtz'schen Maschine regelte, auf constantem Potential erhalten. Die andere Electrode (äussere Belegung) des Flüssigkeitscondensators stand durch eine kurze, mit destillirtem Wasser gefüllte Flintglasröhre und einen empfindlichen Multiplicator mit Spiegelablesung und astasirter Magnet-

1) G. Quincke, Wied. Ann. **19**. p. 725. 1883 u. oben § 80.

2) G. Quincke, l. c. p. 578.

3) Vgl. Lodge, Report. Brit. Assoc. for 1885. On electrolysis p. 53.

4) Quincke, El. Unters. § 55. Wied. Ann. **19**. p. 729. 1883.

nadel mit den Gasröhren des Hauses in leitender Verbindung. Die äussere Belegung der Leidener Batterie und der Fuss der Electrometer war ebenfalls durch dicke Kupferdrähte mit den Gasröhren verbunden.

Die Anordnung war im wesentlichen dieselbe, wie bei der Untersuchung der Electricitätsleitung durch Glas- oder Glimmerplatten.¹⁾ Nur wurde in vielen Fällen der dort benutzte Commutator fortgelassen. Der Entladungsstrom des Flüssigkeitscondensators durchfloss gewöhnlich im Multiplikator eine Drahtrolle von 5000 Windungen. Ein Condensator von 1 Mikrofarad Capacität durch ein Chromsäureelement geladen und durch den Multiplicator entladen, gab einen Ausschlag von 24 Scalentheilen.

Eine Nebenschliessung von kurzem Widerstand erlaubte, die Drahtwindungen des Multiplicators auszuschalten. Dieselbe wurde geöffnet, wenn die Nadel des Righi'schen Reflexionselectrometers mehrere Secunden lang nahezu constante Ablenkung zeigte. Die Multiplicatornadel zeigte dann ebenfalls nahezu constante Ablenkung J . Durch Vergleichung des Reflexionselectrometers mit dem Schraubenelectrometer konnte die electricische Potentialdifferenz P der Electroden des Flüssigkeitscondensators in Einheiten des C.-G.-S.-Systems angegeben werden.

Würde die Electricitätsleitung in der dielectrischen Flüssigkeit dem Ohm'schen Gesetz folgen, wie die Electricitätsleitung in festen Körpern oder in electrolysirtten Flüssigkeiten, so müsste für einen bestimmten Condensator P/J eine constante Grösse sein.

Es findet sich aber bei allen von mir untersuchten Flüssigkeiten, dass P/J mit wachsendem P abnimmt. Die Intensität des electricischen Stromes J , welcher von der inneren Belegung des Flüssigkeitscondensators zur äusseren Belegung und durch den Multiplicator zur Erde fliesst, wächst also schneller, als die electricische Kraft P/a , wenn a den Abstand der Belegungen oder Electroden bezeichnet.

1) Quincke, *El. Unters.* § 38 u. 46. *Wied. Ann.* 10, p. 551. 1880 und 19, p. 572 u. *Taf. VIII Fig. 4.* 1883.

In der folgenden Tabelle 104 sind als Beispiel die Resultate einiger Beobachtungsreihen zusammengestellt. Die vernickelten ebenen Electrodenplatten hatten 2,5 cm Höhe. Die Länge l und der Abstand a derselben ist in den einzelnen Versuchsreihen angegeben. Ebenso der Werth der mit der electrischen Wage gefundenen Dielectricitätsconstante K_p .

Tabelle 104.

Intensität J
electrischer Ströme in dielectrischen Flüssigkeiten
bei verschiedener Potentialdifferenz P
der vernickelten ebenen Electroden vom Abstand a .

P	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$
Aether (über gebranntem Marmor gestanden) $K_p = 4,20$								
$a = 0,1615$ cm $l = 19,64$			$a = 0,3230$ cm $l = 19,09$			$a = 0,3230$ cm $l = 47$		
C.-G.-S.	sc		sc		sc		so	
29,21	—	—	—	—	34	0,859	—	—
39,99	14	2,857	8	5	42	0,952	—	—
53,91	46	1,038	33	1,634	63	0,856	—	—
63,90	99	0,545	96	0,666	97	0,659	—	—
73,79	—	—	177	0,417	156	0,473	—	—
Schwefelkohlenstoff $K_p = 2,54$								
$a = 0,1615$ cm $l = 9,95$			$a = 0,1615$ cm $l = 19,64$			$a = 0,1615$ cm $l = 46,17$		
17,42	—	—	—	—	9	1,936	10,9	2,680
29,21	6,2	4,711	8,4	3,477	45	0,649	18,2	2,197
39,99	15,1	2,649	28,7	1,394	137	0,292	39	1,382
45,58	—	—	—	—	406	0,112	—	—
47,74	36	1,326	48	0,995	—	—	—	—
63,90	—	—	—	—	—	—	87	0,734
73,79	—	—	—	—	—	—	162,2	0,455
Terpentinöl $K_p = 2,26$							Steinöl $K_p = 1,99$	
$a = 0,1615$ cm $l = 19$			$a = 0,3515$ cm $l = 19$			$a = 0,3515$ cm $l = 19$		
14,07	14	1,006	54	0,261	—	—	41	0,343
21,03	26	0,809	55	0,382	—	—	64	0,329
30,90	75	0,412	144	0,215	—	—	154	0,201
40	182	0,220	296	0,135	—	—	204	0,196
52,20	416	0,125	492	0,106	—	—	428	0,122
55,03	—	—	—	—	—	—	528	0,104
62,33	654	0,095	722	0,086	—	—	—	—

P	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$	J	$\frac{P}{J}$
Leichtes Benzol $K_p = 2,15$								
$a = 0,1615 \text{ cm}$			$a = 0,3230 \text{ cm}$					
$l = 19,3$			$l = 19$					
C.-G.-S.	80		80		80		80	
27,08	5	5,42	1	27,08	—	—	—	—
51,58	40	1,29	11	4,69	—	—	—	—
64,30	136	0,47	38	1,69	—	—	—	—
74,16	324	0,23	143	0,52	—	—	—	—
96,29	—	—	348	0,28	—	—	—	—

Gemenge von Aether und Schwefelkohlenstoff oder cylindrische, statt ebener Nickelelectroden gaben ähnliche Resultate.

Die von mir untersuchten Flüssigkeiten waren so rein und so staubfrei, wie möglich. Trotzdem fand ich bei derselben Potentialdifferenz P oft nicht unbedeutende Verschiedenheiten der Stromintensität J , wenn dieselbe Flüssigkeit in demselben Condensator untersucht wurde.

Durch längeres Durchleiten des Stromes nimmt der Widerstand meist zu. Es kann aber auch unter Umständen der Widerstand durch ruhiges Stehen bedeutend abnehmen. Ich suche den Grund dieser Schwankungen in kleinen Staubeilchen und in sehr kleinen Mengen fremder Substanzen, die von den isolirenden Flüssigkeiten aufgelöst werden und das Leitungsvermögen derselben erheblich beeinflussen.

Während der Quotient P/J mit wachsender electricischer Kraft P/a bedeutend abnimmt, findet man dagegen für die verschiedensten electricischen Kräfte denselben Werth der Dielectricitätsconstanten K_p oder K mit der electricischen Wage oder der Capacität eines Condensators (vgl. § 51, 52, 80, 81); ebenso denselben Werth der Constante B der electricischen Doppelbrechung (§ 57).

Die Abhängigkeit des Widerstandes der dielectrischen Flüssigkeit von der Grösse der electricischen Kraft könnte von einer electrochemischen Zersetzung der dielectrischen Flüssigkeit herrühren.

Auf Grund der Gesetze der electricischen Fortführung habe ich früher¹⁾ eine Theorie der Electrolyse aufgestellt,

1) Quincke, Pogg. Ann. 144. p. 163. 1871.

derzufolge in einem flüssigen Leiter plötzlich eine electrolytische Leitung auftreten muss, sobald die electricische Kraft einen bestimmten Grenzwertb übersteigt; sobald sie im Stande ist, die durch chemische Kräfte zusammengehaltenen Theilmolecüle der chemischen Verbindung zu trennen.

Der Widerstand der Flüssigkeit zwischen den Electroden oder die Grösse P/J müsste sich, wenn diese Auffassung richtig wäre, sprungweise ändern, sobald die Kraft P/a diesen Grenzwertb übersteigt.

Um den Grenzwertb aus den Beobachtungen der Tabelle 104 (und aus anderen, ähnlichen Messungen) zu bestimmen, wurden Curven gezeichnet mit der electricischen Potentialdifferenz P als Abscisse und der Stromstärke J als Ordinate. Diese Curven müssten, wenn die von mir beobachtete Abnahme des Flüssigkeitswiderstandes P/J in der That auf einer mit steigender electricischer Kraft P/a plötzlich auftretenden electrolytischen Zersetzung beruhte, an der dem Grenzwertb entsprechenden Stelle ein plötzliches Ansteigen oder einen Knick zeigen. Der Werth der electricischen Potentialdifferenz an dieser Stelle mit dem Electrodenabstand a dividirt wäre dann der gesuchte Grenzwertb der electricischen Kraft.

Würde das Ohm'sche Gesetz für die Electricitätsleitung in der dielectricischen Flüssigkeit gelten, so müsste jede Curve aus zwei geraden Linien bestehen, die an der Stelle des Grenzwertbes zusammentreffen.

In einigen Fällen, bei Benzol und Aether, habe ich in der That Curven erhalten, die dieser Form sich näherten. Oft aber lässt sich der Knick schwer erkennen, und die Curven haben mehr die Gestalt einer Parabel.

Diese allmähliche Abnahme des Widerstandes kann nicht auffallend erscheinen, wenn man den Einfluss suspendirter Staubtheilchen und die electricische Convection in Betracht zieht.

Einzelne, die Electricität leitende Staubtheilchen sind in der dielectricischen Flüssigkeit ebenso schwer zu vermeiden, wie die Sonnenstäubchen in der Luft. Diese Staubtheilchen reihen sich im electricischen Felde zwischen den

Electrodenplatten aneinander, verkleinern den Abstand a derselben oder vergrössern die electricische Kraft an einigen Stellen des electricischen Feldes. An diesen Stellen tritt dann schon electrochemische Zersetzung auf, während sie an den anderen Stellen noch fehlt.

Ausserdem muss, wie ich ebenfalls schon früher bemerkt habe, ein Theil des electricischen Stromes durch mechanische Leitung oder Convection (Faraday's carrying discharge)¹⁾ in der Flüssigkeit zwischen den Electroden übergehen. Die Gesetze dieser mechanischen Leitung, welche im Inneren der Flüssigkeit analog der Bewegung eines Luftstromes an einer electricisirten Metallspitze stattfindet, sind aber gar nicht bekannt. Jedenfalls werden die Flüssigkeitstheilchen in wirbelnder Bewegung von einer Electrode zur anderen geführt, wie man aus den § 61 dieser electricischen Untersuchungen²⁾ beschriebenen Wellenbewegungen der Interferenzstreifen schliessen muss, wenn man die Flüssigkeit ausserhalb und innerhalb der Electrodenplatten in einem optischen Interferenzapparat untersucht.

Aus den Curven habe ich als rohe Annäherung des Grenzwertes P/a , für welchen die chemische Zersetzung der dielectricischen Flüssigkeit beginnt, erhalten:

Grenzwert $\frac{P}{a}$	
Terpentinöl	100 C.-G.-S.
Steinöl	110
Schwefelkohlenstoff	130
Aether	180
Benzol	220

Die Zahlen wären mit 300 zu multipliciren, um die electromotorische Kraft oder Potentialdifferenz der Electrodenplatten mit 1 cm Abstand in Volt auszudrücken.

Auffallenderweise ist die Reihenfolge der Flüssigkeiten nahezu dieselbe, wie in Tabelle 103 § 82. Die zur chemischen Zersetzung nothwendige electricische Kraft würde hier nach um so kleiner sein, je kleiner die Schlagweite im

1) Faraday, Exper. res. 1. § 1319.

2) Quineke, Wied. Ann. 19. p. 773. 1893.

Inneren der Flüssigkeit für eine bestimmte Potentialdifferenz der Electroden ist.

Für die electrochemische Zersetzung der dielectricischen Flüssigkeit sprach ferner die Abscheidung pulverförmiger Substanzen auf den vernickelten und polirten Electrodenplatten, wenn die Flüssigkeit lange electrirt wurde. Dieser Ueberzug konnte durch Reiben mit Seidenpapier entfernt werden; seine Menge war aber so gering, dass sich nicht feststellen liess, woraus er bestand.

In einzelnen Fällen, wo die Stromrichtung im Schwefelkohlenstoff für längere Zeit dieselbe geblieben war, zeigte sich die positive Electrode mit einem braunen Pulver überzogen. Die negative Electrode war blank geblieben.

Bei dem Electrisiren von reinem Schwefelkohlenstoff zwischen vernickelten Kugelflächen von 50 mm Radius in 1 mm Abstand voneinander bis zu einer electrischen Potentialdifferenz von 75 C.-G.-S. schied sich auf der Anode an der kürzesten Kraftlinie eine kleine Menge Substanz ab, die zwei Newton'sche Farbenringe mit heller Mitte zeigte. Auch hier konnte die Natur der in zu geringer Menge abgeschiedenen Substanz nicht festgestellt werden.

Eine genaue Untersuchung dieser Zersetzungsproducte wird durch den Umstand bedeutend erschwert, dass man bei den nothwendigerweise grossen Potentialdifferenzen sehr leicht einen Funken im Inneren der Flüssigkeit erhält, dessen Wärmewirkung die Flüssigkeit zersetzt und dadurch dieselbe so stark verändern kann, dass man den Apparat auseinander nehmen und die Flüssigkeit von neuem reinigen und destilliren muss. Ein einziges dem Auge unsichtbares Staubtheilchen kann diese unliebsame Funkenbildung herbeiführen.

Abweichungen vom Ohm'schen Gesetz hat auch Schulze-Berge¹⁾ beobachtet bei festen Isolatoren, wie dünnen Schichten Guttapercha, Schwefel, Paraffin, Siegelack, für geringe electromotorische Kräfte (1 Daniell). Derselbe glaubt aber, eine electrolysirende Wirkung des Stromes nicht annehmen

1) F. Schulze-Berge, Verhandl. der phys. Ges. zu Berlin. 14. 1. 1886. p. 90. Nature. 4, 3. 1886. p. 432.

zu dürfen, da kein Polarisationsstrom nach Unterbrechung des primären Stromes wahrzunehmen war.

Bei den von mir untersuchten dielectrischen Flüssigkeiten konnte ebenfalls kein Polarisationsstrom wahrgenommen werden.¹⁾ Dies kann jedoch nicht auffallend erscheinen, sobald bei den von mir untersuchten Flüssigkeiten die electromotorische Kraft des Polarisationsstromes sehr klein war verglichen mit den electromotorischen Kräften des primären Stromes.

Anormale Erscheinungen der Electricitätsleitung bei festen dielectrischen Körpern für grosse electromotorische Kräfte habe ich schon früher beschrieben.²⁾ Auf ähnliche Vorgänge bei isolirenden Flüssigkeiten mit grosser Zähigkeit deutet die mit der Zeit veränderliche electricische Doppelbrechung des Rüböls.³⁾

Resultate.

1. Für grosse electricische Kräfte wird die Dielectricitätsconstante einer Flüssigkeit wenig kleiner gefunden, wie für kleine electricische Kräfte; sowohl mit der electricischen Wage als mit der Capacität eines Condensators.

2. Mit der electricischen Wage ergibt sich die Dielectricitätsconstante einer Flüssigkeit 10 bis 50 Proc. grösser als mit dem Condensator. Der Unterschied beider Bestimmungen ist im allgemeinen um so grösser, je grösser die Dielectricitätsconstante ist.

3. In verschiedenen dielectrischen Flüssigkeiten ist die Schlagweite für dieselbe electricische Potentialdifferenz verschieden, aber stets viel kleiner, als in Luft.

4. Die zur Funkenbildung im Inneren einer dielectrischen Flüssigkeit nothwendige electricische Potentialdifferenz nimmt mit der Schlagweite zu; aber langsamer als diese Schlagweite.

1) Aehnliche Beobachtungen bei Schwefelkohlenstoff und Benzol mit Warren de la Rue's Chlorsilberbatterie von 3000 bis 8000 Elementen machte Bleekrode; Wied. Ann. **3**. p. 181 u. 191. 1878.

2) Quincke, Wied. Ann. **10**. p. 551. 1880.

3) Quincke, Wied. Ann. **19**. p. 768 u. 778. 1883.

5. Der electriche Druck in der dielectricen Flüssigkeit bei dem Auftreten des Funkens ist bei grösserer Schlagweite geringer als bei kleiner Schlagweite. Er schwankte bei Schlagweiten unter 1 mm für die von mir untersuchten Flüssigkeiten zwischen 0,04 und 0,25 Atmosphären.

6. Die Intensität eines constanten electricen Stromes in einer dielectricen Flüssigkeit wächst schneller, als die ihn erregende electromotorische Kraft.

Das Ohm'sche Gesetz gilt nicht mehr für diese dielectricen Flüssigkeiten.

7. Einige Erscheinungen sprechen für eine electrolytische Zersetzung der dielectricen Flüssigkeit, sobald die electriche Kraft in der Flüssigkeit zwischen den Electroden einen bestimmten Grenzwert überschreitet, der für verschiedene Flüssigkeiten verschieden gross ist.

Heidelberg, Mai 1886.

II. *Electrisirung von Eis durch Wasserreibung;* von L. Sohncke.

Vor einiger Zeit habe ich eine Ansicht vom Ursprunge der Gewitterelectricität zu begründen gesucht, welche wesentlich auf zwei Thatsachen ruht, auf einer meteorologischen und einer physikalischen. Die meteorologische Grundlage besteht darin, dass jedesmal nahe vor Ausbruch eines Gewitters Wasserwolken (cumuli) und Eiswolken (cirri, cirrostrati) gleichzeitig am Himmel auftreten. Die physikalische Grundlage wird gebildet von der Thatsache, dass Reibung von Wassertröpfchen gegen Eis eine ergiebige Electricitätsquelle ist. Während nun jene meteorologische Thatsache kaum einem Zweifel begegnet, da sie von den zuverlässigsten Beobachtern allgemein bestätigt wird, so scheint die physikalische Thatsache von manchen Seiten noch beanstandet zu werden, obgleich sie schon von Faraday in zuverlässiger Weise sichergestellt ist. Indem Faraday Wassertröpfchen, getragen von Luft oder von Wasserdampf, heftig gegen

irgend welche Körper reiben liess, fand er letztere negativ, die Wassertröpfchen positiv electricisch; der einzige Körper, welcher durch solche Tröpfchenreibung positiv electricisirt wurde, war Eis. Diese Versuche habe ich mit grösster Sorgfalt vielfach wiederholt und dabei Faraday's Angaben, wie zu erwarten, vollständig bestätigt gefunden. Als ich aber schmelzendes, d. h. mit einer dünnen Wasserschicht überzogenes Eis der Tröpfchenreibung aussetzte, blieb jede Electricitätserregung aus.¹⁾ Letzterer Umstand lehrt erstens, dass Reibung von Wasser an Wasser keine Electricität erzeugt; zweitens aber bestätigt er auf's unzweideutigste, dass jene Electricität, welche ein der Tröpfchenreibung ausgesetzter Körper zeigt, nicht etwa schon vorher den Tröpfchen innegewohnt hat und von ihnen nur an den entgegenstehenden Körper abgegeben ist, sondern dass sie wirklich durch die Reibung der Tröpfchen am festen Körper hervorgerufen ist. Anderenfalls hätte ja das Eis, auch wenn es nass war, die Electricität der Tröpfchen aufnehmen müssen.

Obgleich ich auf Grund dieser Versuche die Electrisirung von Eis durch Reibung mit Wassertröpfchen für vollständig bewiesen halte, so schien es mir doch, wegen der für die Gewittertheorie grundlegenden Bedeutung des fraglichen Vorgangs, nicht unwichtig, diese Art der Electricitätserregung noch durch anderweitige Versuche nachzuweisen. Die Mittheilung dieser Versuche bildet den Inhalt des Folgenden. Anhangsweise füge ich dann noch einige gelegentliche Beobachtungen über Electrisirung von Eis durch Reibung mit einigen anderen Körpern bei.

Zunächst wandte ich ein Verfahren an, das sich unmittelbar an die Quincke'schen Diaphragmenströme anschliesst. Die beim Hindurchpressen einer wenig leitenden Flüssigkeit durch ein poröses Diaphragma auftretende electricische Erregung ist nämlich auf die Reibung (oder, was im Grunde auf dasselbe hinauskommt: auf den Contact) der Flüssigkeit und des festen Körper zurückzuführen, wie Hr. v. Helm-

1) Genauere Angaben über meine Versuche enthält meine Schrift: Der Ursprung der Gewitterelectricität und der gewöhnlichen Electricität der Atmosphäre. Jena, Fischer 1885.

holtz in seinen „Studien über electricische Grenzsichten“¹⁾ im Anschluss an analoge Betrachtungen von G. Quincke²⁾ eingehend auseinandersetzt.³⁾ Statt des porösen Diaphragmas, welches ja nichts anderes als ein Complex von Capillarröhren ist, konnte nach Zöllner's⁴⁾ Vorgang unbedenklich eine einzelne Capillare genommen werden.

Eine Eiscapillare verschafft man sich leicht, indem man eine mit Korkstopfen zu verschliessende Glasröhre, längs deren Axe ein dünner Platindraht ausgespannt ist, mit destillirtem, durch Auskochen luftfrei gemachten Wasser füllt und diese Röhre in Schnee, der mit etwas Kochsalz bestreut ist, legt. Unweit jedes Endes der Röhre ist in einem kleinen Seitenansatz ein Platindraht, der nicht bis in den cylindrischen Hohlraum des Hauptrohrs reicht, eingeschmolzen, um als Electrode zu dienen. In diesen beiden Ansatzröhrchen muss etwas Luft bleiben, damit das Wasser beim Gefrieren das Rohr nicht sprengt. Beide Rohrenden ragen aus der Kältemischung heraus, damit das Wasser in ihnen ungefroren bleibt und so electricische Leitung zu den Electrodendrähten ermöglicht. Wenn die Hauptmasse des Wassers gefroren ist, bringt man die Vorrichtung für 2 bis 3 Stunden in backenden Schnee, damit das Eis sich bis auf 0° erwärmt. Dann zieht man den axialen Draht heraus; ihm folgt unmittelbar eiskaltes Wasser nach: und die Eiscapillare ist zum Gebrauch fertig. Damit das Eisrohr beim Hindurchpressen des Wassers nicht aus dem Glasrohr heraus gleitet, ist das im übrigen cylindrische Glasrohr in der Mitte schwach eingeschnürt.

Das Wasser presste ich einfach durch Blasen mit dem Munde hindurch; denn Vorversuche mit einer gläsernen Capillare hatten mir gezeigt, dass durch dies einfache Verfahren schon sehr deutliche Ausschläge an dem Thomson's-

1) v. Helmholtz, Wied. Ann. 7. p. 337 u. besonders 349—351. 1879.

2) Quincke, Pogg. Ann. 113. p. 583 u. ff. 1861.

3) Die von Hrn. Edlund vorgebrachten Einwände (Wied. Ann. 9. p. 95. 1879) haben mich nicht von der Unhaltbarkeit dieser Auffassung überzeugen können.

4) Zöllner, Pogg. Ann. 148. p. 640. 1873.

schen Electrometer erhalten wurden, dessen Quadrantenpaare mit den beiden Electroden verbunden waren. Blies ich Wasser durch die Glascapillare, so zeigte die dem Munde fernere Electrode $+E$, die nähere $-E$; sog ich dagegen das Wasser an, so kehrte sich der Ausschlag des Electrometerlichtzeigers um. Durch Reibung am Glase wurde also das Wasser $+electrisch$ und gab seine $+E$ an die Thalelectrode ab. Diese Ergebnisse sind in Uebereinstimmung mit denjenigen aller früheren Beobachter.

Wenn nun aber Wasser durch die Eiscapillare geblasen wurde, war die Erscheinung eine andere. In vielen Fällen freilich zeigte sich überhaupt keine merkliche electriche Erregung. Aber bei 20 verschiedenen Blaseversuchen, die mit vier verschiedenen Eiscapillaren angestellt wurden, zeigte sich die dem Munde fernere Electrode $(-)$, die nähere $(+)$ electriche, sodass also $-E$ mit dem Wasser vorwärts bewegt, das Wasser also $(-)$, das Eis $(+)$ electriche geworden war, umgekehrt wie bei Anwendung einer Glascapillare. Die Ausschläge betrugen meist etwa drei, bisweilen sechs oder noch mehr Scalentheile, während der Lichtzeiger durch vertauschtes Anlegen der Pole eines Beetz'schen Normaltrockenelementes an die Quadrantenpaare des Electrometers zwei um 100 Scalentheile voneinander abstehende Stellungen einnahm. Zur Controle legte ich oft ohne zu blasen den Mund an das Glasrohr und überzeugte mich davon, dass dann kein Ausschlag entstand. Also konnten die beobachteten Ausschläge nicht durch eine Störung von Seiten des Blasenden veranlasst sein.

Weil sich indessen hin und wieder auch entgegengesetzte Ausschläge, freilich von sehr geringem Betrage zeigten, häufig aber, wie schon erwähnt, gar keine electriche Erregung eintrat, so habe ich diese Versuche, als nicht hinreichend beweiskräftig, bald fallen gelassen. Voraussichtlich würde man bei Anwendung grösserer Strömungsgeschwindigkeiten zu völlig befriedigenden Ergebnissen gelangen.

Vollständigen Erfolg hatte hingegen ein anderes Verfahren, welches von dem vorigen nicht principiell verschieden

ist. Nach dem Vorgange von Hrn. J. Elster¹⁾, welcher die Electricitätserregung beim Strömen eines Wasserstrahles längs Platten von Glas, Achat, Schellack u. s. w. untersuchte, liess ich einen Wasserstrahl mit grosser Geschwindigkeit an einer Eisplatte hinströmen. Der Strahl tritt unter dem Drucke der Wasserleitung aus der etwa 0,6 qmm weiten Oeffnung eines unmittelbar am Wasserleitungshahn angebrachten conischen Glasröhrchens aus und trifft, lange bevor er sich in Tropfen aufgelöst hat, die Platte; letztere ist aus einer zum Strahl parallelen Stellung nur um etwa 10—15° geneigt. Durch Bestimmung der Ausflussmenge während 60 Secunden fand ich als Geschwindigkeit des Strahles etwa 20—25 m secundlich. Der an der Platte entlang geglittene Strahl erreicht das Abflussbecken nicht in zusammenhängender Gestalt, sondern in Tropfen aufgelöst.

In den längs der Platte hinfliessenden und an ihr sich ausbreitenden Strahl werden zwei Electroden eingesenkt, eine derselben möglichst nahe unterhalb des Auftreffpunktes auf die Platte, die andere 80—100 mm tiefer. Bei dieser Entfernung der unteren Electrode von der oberen ist nach Hrn. Elster die Potentialdifferenz am grössten. (Auch bei der Reibungselectrisirmaschine erlangt ja die Scheibe das Maximum ihrer Ladung nicht unmittelbar beim Eintritt zwischen die Reibkissen, sondern erst beim Verlassen derselben.) Die Einrichtung der Electroden ist ganz ähnlich wie bei Elster. An einem Ende einer etwa 3 cm langen Glasröhre ist ein Platindraht eingeschmolzen und ragt bis etwa in die Mitte der Röhre; ihr anderes Ende ist conisch verjüngt und hat nur eine ganz feine Oeffnung. Durch eine kleine, mit Kork verschliessbare, seitlich angesetzte Hervorragung lässt sich das Röhrchen vollständig mit Wasser füllen. Die offene Spitze des Röhrchens wird ein wenig in den Strahl eingesenkt. Jede dieser Electroden steht mit einem Quadrantenpaar des Thomson'schen Electrometers in leitender Verbindung. Die Empfindlichkeit des letzteren ist dieselbe, wie bei den vorigen Versuchen; d. h. die Verbindung mit den

1) J. Elster, Wied. Ann. 6. p. 553 ff. 1879.

Polen eines Beetz'schen Normalelementes (Daniell) veranlasst einen Ausschlag von etwa 50 Scalentheilen.

Wenn das Electrometer beim Fliessen des Strahles längs der Platte einen Ausschlag zeigt, so könnte man denselben dadurch erklären wollen, dass das Glasröhrchen der oberen Electrode heftiger vom Strahl gerieben werde, als das der unteren. Diese Erklärung trifft aber nicht zu; denn schon Elster hat durch sorgfältige Versuche nachgewiesen, dass, wenn er Platten verschiedenen Stoffes in völlig gleicher Neigung den unverändert stehen gelassenen Electroden unterschoß, electricische Erregungen von äusserst verschiedener Stärke auftraten; z. B. bei einer Platte von Marmor 0, Achat 40,9, Glas 70,4, Schellack 102,4, wenn die Potentialdifferenz eines Daniells = 100 war; und dass die aus der electricischen Differenz der Electroden entspringende Correction nur einen kleinen Betrag habe. Stets aber fand er, dass die untere Electrode positiv gegen die obere erregt wurde, d. h. dass das Wasser durch Reibung an den verschiedensten Platten + electricisch wird und diese seine + E an die untere Electrode abgibt, während die Platte natürlich negativ electricisch wird. Dies Ergebniss bestätigt Faraday's oben erwähnte Erfahrung über Wassertröpfchenreibung vollkommen.

Für mich bestand die einzige Aufgabe also darin, zu ermitteln, ob bei Reibung des Wasserstrahles an der Eisplatte der Sinn der Electricitätserregung der umgekehrte ist, als bei der Reibung an Glas oder anderen Platten. Um hierüber zu voller Gewissheit zu kommen, habe ich eine grössere Reihe von Versuchen angestellt; sie wurden bei Zimmertemperaturen von 0—2° C. vorgenommen. Zunächst wiederholte ich die Elster'schen Versuche mit einer Platte von gewöhnlichem Fensterglas, die an einem hinten angeklebten Siegellackstiel von einem festen Halter getragen wurde. Bei verschiedenen Versuchen stellten sich Ausschläge von ziemlich wechselnder Grösse (4—25 Scalentheile), aber stets von demselben Sinne ein, nämlich so, dass die obere Electrode negativ, die untere positiv wurde: das Wasser wurde also bei dieser Reibung positiv. Sobald ich nun die Eistafel an Stelle der Glastafel

untersetzte, erhielt ich entgegengesetzte Ausschläge. Nur ausnahmsweise stellten sich Ausschläge von demselben Sinne wie bei der Glasplatte ein; doch fand ich die Ursache dieser Störung bald auf, sie bestand in Folgendem: Das Wasser, welches eine Temperatur von etwa 6° C. hatte, erzeugte an der Oberfläche des -2 bis -5° kalten Eises allmählich eine Schmelzrinne. Ehe diese nun an der ganzen Platte hinunterlief und somit ein offenes Ende bekommen hatte, spritzte das Wasser natürlich zurück. Dieses durch Reibung längs des grösseren Theiles der Platte electricisirte Wasser gab beim Rückspritzen seine $-E$ an die obere, statt wie bei normalem Verlauf an die untere Electrode ab, und daher die falschen Ausschläge! Um diese Störung zu vermeiden, musste ich die Versuche also immer sehr bald abbrechen; auf diese Art erhielt ich wirklich stets übereinstimmende und ganz unzweideutige Ergebnisse. Um völlig sicher zu gehen, wechselte ich bei jeder Versuchsreihe ab, indem ich bald die Eisplatte, bald die Glasplatte den unverändert stehen gelassenen Electroden in gleicher Neigung unterschob. Die Ausschläge waren für beide Platten stets entgegengesetzt; bei Reibung des Wasserstrahles an der Eistafel war die obere Electrode (+), die untere (-), bei Anwendung der Glastafel umgekehrt. Hieraus folgt also:

„Wasser wird durch Reibung am Eise negativ, das Eis aber positiv electricisch.“

Die Ausschläge waren nicht immer von gleicher Grösse, meist nur 4—6, bisweilen aber auch 10, ja 20 Scalentheile, wahrscheinlich infolge verschieden guter Isolation sowohl der Electrodenträger, als des verschieden kalten Eises. Bei einigermaßen längerer Fortsetzung der Versuche nahmen die Ausschläge immer ab, bis zum allmählichen Verschwinden; das lag lediglich an dem völligen Nasswerden der hölzernen Electrodenträger durch das stark herumspritzende Wasser, sodass sie schliesslich gar nicht mehr isolirten. Sobald sie aber sorgfältig getrocknet und erwärmt, oder etwa durch neue ersetzt wurden, stellten sich stets wieder Ausschläge ein, und stets in dem angegebenen Sinne.

In dieser Art habe ich eine grosse Anzahl von Ver-

suche
feln
wähn
sicher
für d
Gewi
esse,
Theor
stens
gebra
Ström
Röhr
d. h.
wobei
Strom
Fall
stattd
word
achte
Wass
Röhr
electr
ist a
diese
Hr. L
zogen
Quin
durch
gegen
den,
durch
1
2
3
4
5

suchen ausgeführt, sodass an ihrem Ergebniss nicht zu zweifeln ist. Wer die Versuche mit Berücksichtigung der erwähnten Vorsichtsmaassregeln wiederholt, wird meine Angaben sicherlich bestätigen können.

Die mitgetheilten Versuche haben ausser ihrer Bedeutung für die von mir vertretene Ansicht über den Ursprung der Gewitterelectricität noch ein allgemeineres theoretisches Interesse, indem sie nämlich der von Hrn. Edlund aufgestellten Theorie des electricischen Stromes widersprechen oder wenigstens nur in gezwungener Weise mit derselben in Einklang gebracht werden können. Hr. Edlund führt die „electricischen Ströme, welche bei dem Strömen der Flüssigkeiten durch Röhren entstehen“, auf ein Mitgerissenwerden der $+E$, d. h. des Aethers, durch die Flüssigkeitsströmung zurück¹⁾, wobei im allgemeinen der Aether auf der Vorderseite des Stromes verdichtet wird. Meine Versuche bieten nun einen Fall dar, bei dem, nach meiner Auffassung, das Gegentheil stattfindet, indem die $-E$, haftend an den electricisch gewordenen Wassertheilchen, mitgerissen wird.

Freilich waren schon vorher einige solche Fälle beobachtet worden. So hatte Hr. Dorn²⁾ beim Strömen von Wasser durch eine innerlich mit weissem Wachs überzogene Röhre einen dieser Strömung entgegengesetzt gerichteten electricischen Strom constatirt. Das Gewicht dieser Thatsache ist aber dadurch wieder abgeschwächt worden, dass sich diese entgegengesetzte Stromesrichtung nicht wiederfand, als Hr. Elster³⁾ einen Wasserstrahl über eine mit Wachs überzogene Glasplatte strömen liess. Schon früher hatte Hr. Quincke⁴⁾ beim Hindurchpressen eines gewissen Alkohols durch einen Thoncylinder einen Diaphragmenstrom von entgegengesetzter Richtung als in allen anderen Fällen gefunden, und auch Hr. Dorn⁵⁾ hatte, als er absoluten Alkohol durch eine Glasröhre von 4 mm Durchmesser strömen liess,

1) Edlund, Wied. Ann. 1. p. 161. 1877.

2) Dorn, Wied. Ann. 5. p. 39. 1878.

3) Elster, Wied. Ann. 6. p. 580. 1879.

4) Quincke, Pogg. Ann. 113. p. 559 Anm. 1861.

5) Dorn, Pogg. Ann. 160. p. 69. 1877.

die entsprechende Beobachtung gemacht. Hiergegen bemerkt Hr. Edlund¹⁾: „Diese Ausnahme kann dadurch erklärt werden, dass die Dichtigkeit des electrischen Fluidums für diese Flüssigkeit auf dem oberen Poldrahte grösser wird, als auf dem unteren, obschon der electrische Strom in der Röhre selbst in derselben Richtung wie die ausströmende Flüssigkeit läuft. Auf welchen molecularen Eigenschaften der Flüssigkeit dieses beruhen kann, dürfte, solange unsere Kenntniss der Erscheinung so unvollkommen ist, unmöglich zu bestimmen sein.“

Bei meinen mit Wasser angestellten Versuchen ist es nun nicht möglich, zu solchen besonderen molecularen Eigenschaften der Flüssigkeit seine Zuflucht zu nehmen, da ja fast bei allen anderen Strömungsversuchen das Wasser die $+E$ mit sich führt. Hier muss denn doch die Wand die Ursache sein. In der That erklärt Hr. Edlund später²⁾: Weil die Veränderung der Dichtigkeit von dem Verhältnisse zwischen der Kraft, womit die sich bewegende Flüssigkeit den Aether zu verschieben strebt, und der Kraft, mit welcher dieser von den Röhrenwänden festgehalten wird, abhängig ist, kann man sich auch leicht die Möglichkeit denken, dass in gewissen Ausnahmefällen die Dichtigkeit an der oberen Electrode grösser, als an der unteren werden kann, und dass infolge dessen der zum Galvanometer gehende Strom eine der gewöhnlichen entgegengesetzte Richtung erhält.“

Trotz dieser Auseinandersetzung des Hrn. Edlund will es mir scheinen, als stehe die von mir ermittelte Thatsache mit seiner Theorie in einem schwer zu beseitigenden Widerspruch.

Anhang. — Ich habe gelegentlich noch einige Versuche über Electrification des Eises durch Reibung mit anderen Körpern angestellt. Dazu wurde eine Electrode des Quadrantenelectrometers mit einem auf isolirendem Glasfusse befindlichen messingenen Aufsaugekamme (der von einer Holtz'schen Influenzmaschine entnommen war) leitend ver-

1) Edlund, Wied. Ann. 1. p. 199. 1877.

2) Edlund, Wied. Ann. 8. p. 136. 1879.

bunden. Ein Eisstück wurde an einem Stiel, den ich hatte hineingefrieren lassen, gehalten, mit einem Messingkamme heftig gekratzt und sofort obigem Aufsauekamme nahe gebracht. Es zeigte sich + electrisch, während es ungekratzt unelectrisch war. Die Temperatur des Eises betrug bei verschiedenen Versuchen -2 , -6 , -12° . Benutzt man bei diesen Versuchen zum Reiben des Eises nicht Messing, sondern ein Messer von Stahl oder die scharfe Kante einer Glasplatte, so zeigt sich das Eis ebenfalls + electrisch. Noch einfacher ist es, Eis mit einem Messer oder mit einem Glasstück zu schaben, sodass die abgeschabten Eisspähne auf die Electrode fallen; dann erfolgen sehr starke positive Ausschläge. Endlich trieb ich vermittelst eines Blasebalges Luft möglichst heftig gegen eine Eisplatte von -12° . Das Eis zeigte sich dann deutlich + electrisch, wenn auch nur in geringem Grade, während ein ebenso angeblasenes rauhes Kupferstück stets deutlich negativ wird.¹⁾ Ich möchte es für wahrscheinlich halten, dass es in diesen Fällen nicht die Reibung der Luft selbst ist, welche an jenen Körpern Electricität hervorruft, sondern die Reibung der in der Luft enthaltenen Staubtheilchen; doch habe ich bisher keine Versuche darüber gemacht, ob staubfreie Luft wirklich unwirksam ist.

Anstatt die Electricität des geriebenen Eises zu untersuchen, kann man auch die Electrisirung des anderen reibenden Körpers prüfen; letztere ergibt sich in der That negativ. Führt man z. B. das Eisstück unmittelbar an dem zur Electrode abgeleiteten Aufsauekamm reibend entlang, sodass es von diesem gekratzt wird, so erfolgt ein negativer Ausschlag. Also wird bei Reibung von Messing gegen Eis ersteres negativ, das Eis positiv. Weil letzterer Versuch auch mit sehr kaltem Eis (-12°) gelingt, für welches nicht füglich an

1) Letzterer Umstand erklärt vermuthlich die Erscheinung, dass ein isolirt aufgestelltes, heisses Metallstück negativ electrisch wird, nämlich durch Reibung der an ihm aufsteigenden Luft. Auch die von den Herren Elster u. Geitel constatirte positive Electrisirung eines Gasstromes, der an einem glühenden Metall vorüberstreicht (Wied. Ann. 19. p. 603. 1883) dürfte vielleicht nur eine andere Form der oben angegebenen Thatsache sein.

Schmelzung beim Kratzen gedacht werden kann, so lässt sich diese Electricitätserregung auch nicht etwa auf den Contact von flüssigem Wasser und Metall zurückführen.

Der letztere Versuch mahnt übrigens u. A. zu grosser Vorsicht bei der Deutung von Beobachtungen über atmosphärische Electricität. Wenn das Electrometer z. B. bei Hagel oder Schneefall starke $-E$ angibt, so kann letztere sehr wohl durch Reibung des Eises am Auffangapparat entstanden sein; jedenfalls darf man nicht ohne weiteres schliessen, das Eis sei negativ electricisch gewesen.

Bei Reibung mit allen von mir angewandten Körpern (Stahl, Messing, Glas, Wasser, Staubtheilchen (?) der Luft) ist das Eis positiv electricisch geworden.

Jena, im Mai 1886.

III. Untersuchungen über die electromotorische Kraft des electricischen Funkens; von E. Edlund.

(Hierzu Taf. V Fig. 3—4.)

In früheren Arbeiten habe ich nachgewiesen, dass in dem galvanischen Lichtbogen, sowie in dem electricischen Funken eine electromotorische Kraft vorhanden ist, die einen Strom in einer der Entladung entgegengesetzten Richtung hervorbringt. Da die electromotorische Kraft des Funkens einige bemerkenswerthe Eigenthümlichkeiten gezeigt hat, so glaubte ich, letztere könnten eine speciellere Untersuchung verdienen. Dies ist der Anlass zu den Versuchen, welche unten mitgetheilt werden sollen.

Als Ausgangspunkt gegenwärtiger Untersuchung will ich folgendes Resultat eines früheren Versuches angeben.

In Fig. 3 stellt ab die Scheibe der Electrophormaschine dar, während a_1 und b_1 die beiden Einsauger bezeichnen; a_1 ist mit dem Punkte k metallisch verbunden und ebenso b_1 mit der Messingkugel e . In der Nähe der letzteren ist

eine zweite Messingkugel f angebracht, von der eine Leitung zum Punkte h führt. cd stellt einen Raum dar, in welchem die Luft verdünnt werden kann, und der mit den Punkten h und k verbunden ist. Von letzteren Punkten gehen ausserdem Leiter zum Galvanometer g ; vor diesem sind die Leitungsdrähte wieder miteinander durch eine Brücke n mit passendem Widerstande verbunden. l ist ein Kupferdraht, welcher die statische Electricität, die nach den einzelnen Entladungen in den Umwindungen des Galvanometers geblieben sein könnte und auf die Magnetnadel electroskopisch einwirken würde, nach der Erde ableitet.

Wenn die Scheibe ab in Rotation versetzt wird, gehen Funken zwischen den Kugeln e und f über, und die Magnetnadel macht einen Ausschlag, der dauernd wird, wenn man die Rotation eine genügende Zeit fortsetzt. Wenn der positive Strom in der Richtung des Pfeils vom Einsauger a_1 ausgeht, so theilt sich dieser Strom in k ; von hier geht ein Theil durch den luftverdünnten Raum, während der andere Theil durch die Brücke n und durch die Umwindungen des Galvanometers geht. Wenn dagegen die Leitung zwischen k und dem genannten Raume unterbrochen ist, so geht der ganze Strom bis g , wo er sich theilt, ein Theil geht zum Galvanometer und der andere zu der Brücke. Alle weiteren Versuche stimmen darin überein, dass, wenn die Leitung zu dem verdünnten Raume unterbrochen war, und folglich die ganze Entladung bis g ging und sich dort zwischen der Brücke und dem Galvanometer vertheilte, der Ausschlag nur 1 bis 1,5 Scalentheile betrug. Wenn sich dagegen die Entladung in k theilte und zum Theil durch den verdünnten Raum ging, so stieg der Ausschlag bisweilen bis 50 Scalentheile, obwohl man eine niedrigere Ziffer hätte erwarten können, da doch in diesem Falle nur ein Theil der Entladung durch das Galvanometer ging. Es handelt sich jetzt darum, zu erfahren, auf welche Ursache man die Thatsache zurückzuführen hat, dass die Ausschläge im letzten Falle so unerwartet gross werden.

Der erste Grund, den man vielleicht annehmen könnte, ist der, dass die Entladung eine oscillatorische sei. Es lässt

sich aber beweisen, dass die grossen Ausschläge dieser Ursache nicht zugeschrieben werden können. Eine andere Erklärung wäre, dass die grossen Ausschläge durch die Inductionsströme verursacht werden, welche bei der Entladung in der Spule des Galvanometers entstehen. Diese Ströme sind zwei, sie gehen aber in entgegengesetzter Richtung, und nur einer von ihnen ist stark genug, in einem Funken zwischen *c* und *d* überzugehen. Um jeden Einfluss dieser Induction zu beseitigen, ist das Galvanometer mit der Brücke versehen. Die genannten, gleich grossen, in entgegengesetzter Richtung verlaufenden Ströme gehen durch diese Brücke und annulliren dadurch ihren Einfluss auf die Ausschläge vollständig, wie leicht durch Versuche nachzuweisen ist. Die grossen Ausschläge lassen sich also nur durch die Annahme erklären, dass in dem Funken eine electromotorische Kraft enthalten ist, welche einen Strom in einer der Entladung entgegengesetzten Richtung entsendet.

Von den zahlreichen Versuchen, welche in Bezug auf den Einfluss der Dichtigkeit der Luft auf die durch die fragliche Kraft hervorgerufenen Ausschläge gemacht worden sind, mag es genügen, hier folgende Versuchsreihe mitzutheilen.

In die beiden Enden einer Glasröhre von 20 mm Durchmesser und 60 mm Länge waren Electroden von Aluminium eingesetzt, deren vorderste Punkte 5 mm voneinander abstanden. Eine gleiche Glasröhre enthielt in gleichem Abstand Messingkugeln und Messingelectroden. Die Röhren waren mit einer Quecksilberluftpumpe verbunden, folglich besass die Luft in beiden dieselbe Dichtigkeit. Die Entfernung der Kugeln *e* und *f* an der Electrophormaschine betrug 10 mm. In *m* war ein Rheostat mit einem Widerstande von 7,75 Ohms eingeschaltet. Derselbe bestand aus einem auf vier Glassäulen aufgerollten feinen Neusilberdraht; jede Windung war weit genug von der benachbarten entfernt, um bei der Entladung jede merkliche Induction zu verhindern. Man erhielt auf diese Art folgende Ausschläge in Scalentheilen:

Luft
mit d. 1.
mit Al

V
Luft
sich
musst
theile
der E
sodas
mend
betrag
Ziffer
electr

V
mit d
werde
zu st
Minir
Alum

V
schlie
verur
Elect
Galva
tionsa
electr
zweisc
durch
wurde
eingel
entste
wandt
bei d
richtu
M
strom

Versuch 1.

Luftdruck in mm	561,7	353,0	249,0	138,9	72,2	29,5	6,5	4,4	2,0
mit d. Messingkugeln	14,1	9,3	8,7	5,2	3,4	1,7	1,5	3,0	13,3
mit Aluminiumpolen	11,8	10,3	7,7	4,6	2,9	3,0	3,8	8,2	16,3

Wenn die Verbindung zwischen k und dem verdünnten Lufteraum unterbrochen war, wobei die ganze Entladung sich zwischen der Brücke n und dem Galvanometer theilen musste, erhielt man einen Ausschlag von nur 1,5 Scalentheilen. In den angeführten Versuchen ging nur ein Theil der Entladung durch die Umwindungen des Galvanometers, sodass der Ausschlag infolge der direct von der Quelle kommenden Electricitätsmenge nicht mehr wie einen Scalenthail betragen konnte. Zieht man diesen Ausschlag von obigen Ziffern ab, so erhält man die Ausschläge, welche durch die electromotorische Kraft im Funken bewirkt wird.

Vorstehende Beobachtungsreihe zeigt, dass die Ausschläge mit der Verdünnung der Luft bis zu einer Grenze kleiner werden, über welche hinaus die Ausschläge wieder anfangen zu steigen, bei der Röhre mit den Messingkugeln liegt das Minimum bei einem Drucke von 6 mm, bei der Röhre mit Aluminiumdrähten zwischen 70 und 30 mm.

Wie schon bemerkt, sind diese Ausschläge fast ausschliesslich durch die electromotorische Kraft des Funkens verursacht. Das ist nicht mehr so der Fall, wenn man die Electrophormaschine, die so unbedeutende Ausschläge am Galvanometer angibt, durch den Ruhmkorff'schen Inductionsapparat ersetzt. Die Glasröhre mit den Aluminiumelectroden und ein Galvanometer wurden hintereinander zwischen den Polen eines Inductoriums eingeschaltet, welches durch sechs Bunsen'sche Elemente in Thätigkeit versetzt wurde. Vor dem Galvanometer war wieder eine Brücke eingefügt, um den Einfluss der in der Galvanometerspule entstehenden Inductionsströme unschädlich zu machen. Man wandte nur einen einzigen Oeffnungsstrom an, dessen Stärke bei den verschiedenen Versuchen durch eine besondere Vorrichtung constant erhalten wurde.

Man konnte so mit dem Galvanometer den Inductionsstrom messen, nachdem er die verdünnte Luft durchlaufen

hatte. Wenn E die electromotorische Kraft des Inductoriums und e die electromotorische Kraft des Funkens bezeichnet, so wird die Grösse der Ausschläge von der Differenz $E - e$ abhängig sein, weil e in entgegengesetzter Richtung wie E wirkt. Da nun E eine constante Kraft ist, e hingegen von dem Luftdruck in der Röhre abhängt, so müssen die Ausschläge am grössten sein bei dem Luftdruck, bei welchem e am schwächsten ist, und umgekehrt. Dies zeigt die folgende Beobachtungsreihe:

Versuch 2.

Luftdruck in mm	89,8	79,6	65,7	58,6	39,0	31,1	18,9	8,2	2,9	0,58	0,1
Ausschläge . .	25,8	28,0	29,6	33,0	38,8	41,7	35,0	30,9	19,1	15,19	0,4

Der Ausschlag erhält also seinen kleinsten Werth bei dem Luftdruck, bei welchem nach dem Versuch 1 die grössten Ausschläge erhalten wurden, und umgekehrt. Man hat also volles Recht zu behaupten, dass sogar der Funke, welcher durch die Entladung eines Inductoriums in mehr oder weniger verdünnter Luft erzeugt wird, electromotorisch ist. Die Stärkeverschiedenheiten des Stromes, welche bei verschiedenem Luftdrucke erhalten werden, rühren von den Modificationen der electromotorischen Kraft des Funkens her und können nicht allein durch die Modificationen des Widerstandes des Funkens bei verschiedenem Drucke erklärt werden.

Die Dichtigkeit des Gases, bei der die electromotorische Gegenkraft des Funkens am kleinsten ist, hängt von der Natur der Electroden, der Beschaffenheit des Gases und vielleicht auch von der Form des Gefässes ab. Das deutet darauf hin, dass diese Erscheinung nicht so einfach ist, wie man vielleicht auf den ersten Blick geneigt sein möchte, sich einzubilden. Man kann fragen, an welchem der beiden Pole, dem positiven oder dem negativen, die fragliche Kraft ihren Sitz hat, oder ob sie an beiden vorhanden ist. Wirken im letzteren Falle diese beiden Kräfte in der der Entladung entgegengesetzten Richtung oder nur die grössere, während sich die kleinere in derselben wie die Entladung äussert. Endlich, wenn es zwei solche Kräfte gibt, an jedem Pole einer, und wenn sie beide in der der Entladung entgegen-

gesetzten Richtung wirken, nehmen sie mit der Luft bis zu einer gewissen Grenze ab, um, wenn diese überschritten ist, beide wieder zuzunehmen, oder nimmt die eine allein unaufhörlich in dem Verhältnisse ab, in welchem die Verdünnung zunimmt, während die andere mit der Verdünnung selbst steigt; in welchem Falle es auch möglich ist, dass bei einer gewissen Verdünnung die Summe der beiden Kräfte, wie es die Versuche beweisen, ein Minimum erreichen kann.

Meine vorhergehenden Versuche haben nur die algebraische Summe der beiden Kräfte erkennen lassen, aber keineswegs die Stärke eines jeden, wenn es in der That zwei derselben gibt. Um diese Kräfte jede für sich zu bestimmen, habe ich jede Electrode besonders untersucht.

In einer Glasröhre *ABC* (Fig. 4) waren in *A*, *B* und *C* Platindrähte eingeschmolzen, an welchen bei einigen Versuchen Platin- oder Aluminiumplatten befestigt waren. Von der Wand des Glases bis zu den Platten waren die Drähte in feine Glasröhren eingeschlossen. Die Röhre konnte mittelst einer mit der offenen Röhre *D* verbundenen Quecksilberluftpumpe evacuirt werden. Die Electroden *A* und *B* waren verbunden mit der Influenzmaschine *E* ohne Ladungsflaschen, und die Electroden *C* und *B* mit dem Galvanometer *G*, vor welchem die Brücke *n* eingeschaltet war. In *R* befand sich ein Rheostat aus einer mit concentrirter Kupfervitriollösung gefüllten, mit Kupferdraht-electroden versehenen Glasröhre, meist von einem Widerstand von 28000 Ohm. Bei gleichförmiger Drehung der Maschine ging die Entladung durch die verdünnte Luft zwischen den Electroden *A* und *B*. Der beträchtliche Widerstand in *R* und die Länge der Luftsäule *CBA* im Vergleich zu der der Säule *AB* verhinderten den Durchgang der Entladung durch erstere, da bei Abwesenheit der Ladungsflaschen die Stärke der Spannung in jedem Funken nicht sehr gross war. Dient nun die Platte *B* als positiver Pol, und wird daselbst eine entgegengesetzte electromotorische Kraft erzeugt, so geht von dort ein Strom in der Richtung *BGCB* aus. Die Platte *C* musste nun dadurch gleichfalls eine entgegengesetzte electromotorische Kraft erhalten, aber, da dieselbe

viel geringer sein würde als die andere, so ergibt sich daraus kein Hinderniss für die Entstehung eines Stromes. Frühere Versuche haben in der That gezeigt, dass die Grösse der entgegengesetzten Kraft von der Spannung der Entladung abhängt. Wenn man die Platte *B* mit dem negativen Pole der Influenzmaschine verbindet, und wenn dann dort eine entgegengesetzte electromotorische Kraft erzeugt wird, so durchläuft der Strom dieselbe Leitungsbahn in der Richtung *BCGB* und ruft einen entgegengesetzten Ausschlag hervor. Auf diese Weise ist es möglich, die beiden Gegenkräfte jede für sich zu studiren in dem Falle, dass thatsächlich zwei vorhanden seien. Wenn *B* mit dem positiven Pole der Maschine verbunden ist, so entsteht, wie schon angedeutet, eine entgegengesetzte gleichartige, obwohl schwächere Kraft in *C*, und es ist der Unterschied der beiden Kräfte, welcher dem durch das Galvanometer beobachteten Strom seine Entstehung gibt. Wenn dagegen *B* den negativen Pol bildet, so erhält man einen Strom in entgegengesetzter Richtung, der gleichfalls durch den Unterschied zwischen den electromotorischen Kräften in *B* und *C* gebildet ist.

Bezeichnet man die auf der Polscheibe *B* erzeugte electromotorische Kraft mit *b* und die auf der Polscheibe *C* erzeugte mit *c*, so ist die electromotorische Kraft, welche den mittelst des Galvanometers gemessenen Strom hervorbringt, mit $b - c$ proportional zu setzen. Verwandelt sich *b* bei wachsender Luftströmung in mb , so kann als sicher angenommen werden, dass die Kraft *c*, die mit *b* vollkommen gleichartig ist, sich in mc verändert. Der Unterschied zwischen diesen beiden Kräften hat sich folglich in $m(b - c)$ verändert, oder anders ausgedrückt, der Unterschied $b - c$ hat sich in demselben Verhältniss wie *b* allein geändert. Wenn es daher möglich ist, durch diese Beobachtungen ein Maass für die Veränderungen zu erhalten, die $b - c$ thatsächlich durch die Luftverdünnung erleidet, so wird dieses Maass auch proportional den Veränderungen, welchen die Kraft *b* aus demselben Grunde unterworfen ist. Hierbei ist indess folgende Bemerkung zu machen: Die Kräfte *b* und *c* hängen nicht nur von dem Luftdrucke ab, sondern auch von

der
war
auch
die
Aber
mit
ab.
abni
in ei
muss
zuni
Die
unte

Dich
vers
ange
gebe
theil

Alur
zwis
mit
vier
erdn
vanc
sich

von
wur

Aus
Die
die
gege
also

der Grösse der Entladung. Die Entladung der Maschine war in jeder Beobachtungsreihe unverändert dieselbe, wie auch der Luftdruck verändert wurde. Daraus folgt, dass die Kraft b aus diesem Grunde keine Veränderung erlitt. Aber anders war es mit der Kraft c . Diese letztere nimmt mit dem durch das Galvanometer gemessenen Strom zu und ab. Wenn folglich die Stärke des beobachteten Stromes abnimmt, wenn die Verdünnung der Luft steigt, so muss b in einem grösseren Verhältniss als $b - c$ abnehmen. Ebenso muss, wenn die Stärke des Stromes mit der Luftverdünnung zunimmt, b in einem grösseren Verhältniss als $b - c$ zunehmen. Die Kraft b steigt und fällt folglich stärker, als der Kraftunterschied $b - c$.

Auf die eben beschriebene Art ist bei verschiedener Dichtigkeit der Luft eine grosse Anzahl von Versuchen zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Bedingungen angestellt worden, die alle übereinstimmende Resultate gegeben haben. Es mag genügen, einige derselben mitzutheilen.

Versuch 3. Die oben beschriebene Glasröhre war mit Aluminiumscheiben versehen. Die Electrophormaschine war zwischen A und B bei E eingeschaltet. Die Kurbel wurde mit gleichmässiger Geschwindigkeit bewegt und machte in vier Secunden einen Umlauf. Das von der Veränderung der erdmagnetischen Declination ganz unabhängige Spiegelgalvanometer G , an welchem man kleine Bruchtheile der Scala sicher ablesen konnte, war zwischen B und C eingefügt.

Luftdruck = 23,2 mm.

War B positiver Pol, so erhielt man einen Ausschlag von 3,3 Scalentheilen. Wenn dagegen B negativ war, so wurde der Ausschlag nicht mehr als 1,3 Scalentheile.

Luftdruck = 0,023 mm. War B positiv, so betrug der Ausschlag = 1,8 Scalentheile, war B negativ, 20,2 Scalentheile. Die Richtung der Ausschläge in beiden Fällen zeigte, dass die electromotorischen Kräfte in einer der Entladung entgegengesetzten Richtung wirkten. Der höhere Druck ergab also den grössten Ausschlag, wenn B der positive Pol war;

das Verhältniss war umgekehrt, wenn B zum negativen Pole gemacht wurde.

Es ist klar, dass die Grösse der Ausschläge sowohl von der electromotorischen Kraft, als auch von dem Widerstande des Gases abhängt. Ich habe in früheren Arbeiten gezeigt¹⁾, dass der Widerstand eines Gases mit der Verdünnung desselben abnimmt. Weil der Strom, wenn die Platte B positiv ist, mit dem Zunehmen der Verdünnung der Luft abnimmt, so muss infolge dessen die diesen Strom erzeugende electromotorische Kraft in B mit dem Zunehmen der Verdünnung abnehmen. Ist dagegen bei der Entladung die Platte B negativer Pol, so nimmt der Strom mit der Verdünnung zu, was ebensowohl von der Zunahme der electromotorischen Kraft, wie von der Abnahme des Widerstandes herrühren konnte. Der Versuch 2 entscheidet diese Frage. Ist E die constante electromotorische Kraft des Inductoriums, e die Gegenkraft auf der positiven Polplatte, e_1 dieselbe auf der negativen und R der Widerstand der Leitungsbahn, so ist die Stromstärke $(E - (e + e_1)/R)$. Der Versuch zeigt, dass dieser Ausdruck mit dem Zunehmen der Verdünnung abnimmt. Da nun sowohl R wie e mit diesem Zunehmen abnimmt, so muss nothwendig e_1 mit demselben zunehmen. Hieraus ergibt sich also: Auf jeder Polplatte, sowohl der positiven als der negativen, entsteht bei der Entladung eine electromotorische Gegenkraft, die auf der positiven Platte nimmt mit dem Zunehmen der Verdünnung ab, die auf der negativen dagegen mit demselben zu.

Von einer grossen Anzahl von Versuchen, welche dasselbe Resultat ergaben, dürfte es genügen, nur einige wenige hier anzuführen.

Versuch 4. Dieselbe Gasröhre wie vorher.

Luftdruck	15,5	6,0	3,7	0,25	0,033 mm
Platte $B +$	3,0	0,5	0,9	1,0	0,5 sc.
Platte $B -$	0,0	0,0	4,9	6,0	11,0 sc.

1) E. Edlund, K. Vetenskaps Akademiens Handlingar 19. Nr. 2. 1881; Ann. de chim. et de phys. (5) 23. p. 199. 1881; Wied. Ann. 15. p. 165. 1882; Öfversigt af Vet. Aks. Förhandl. för 1883. 40. p. 5—14.

Bei steigender Verdünnung der Luft hat also der Ausschlag von der positiven Gegenkraft von 3 bis 0,5 Scalentheilen abgenommen, während der Ausschlag von der negativen von 0 bis 11 Scalentheilen zugenommen hat. Indess ist die Abnahme im ersteren Falle nicht vollkommen regelmässig; der Strom ist bei einem Druck von 0,25 mm grösser, als bei 6 mm. Dies rührt sicherlich davon her, dass sowohl der Widerstand wie die electromotorische Kraft bei dem Zunehmen der Verdünnung abnehmen; wenn dann bei einer gewissen Verdünnung ersterer rascher als letztere abnimmt, so wird der Ausschlag dadurch zunehmen.

Bei den angeführten Versuchen waren die Polplatten aus Aluminium. Um zu untersuchen, ob dasselbe Resultat erhalten würde, wenn die Platten aus einem anderen Metall beständen, wurden zwei gleiche Glasröhren, die eine mit Platten aus Aluminium, die andere mit solchen aus Platin, mit der Quecksilberluftpumpe vereinigt. In beiden Röhren war also der Luftdruck derselbe. Folgende Ausschläge wurden erhalten.

Versuch 5.

		Ausschläge in Scalentheilen	
		B positiv	B negativ
Druck = 0,250 mm.	Aluminium	1,5	3,0
	Platin	1,0	1,1
" 0,140 mm.	Aluminium	0,9	9,0
	Platin	0,9	1,3
" 0,023 mm.	Aluminium	0,0	12,0
	Platin	0,0	10,5

Hiernach sind die Veränderungen der electromotorischen Kraft mit dem Luftdruck von der chemischen Natur der Polplatten abhängig. Dabei ist, wie andere Versuche zeigten, die Grösse des Ausschlages im gewissen Grade von der Grösse, der Form und der Lage der Platten abhängig. Trotz meiner Bemühungen, bei dem angeführten Versuche diese Platten so gleich wie möglich zu machen, konnte doch wohl eine kleine Verschiedenheit derselben in dieser Beziehung die beobachteten Verschiedenheiten in den Ausschlägen veranlassen.

Bei jeder Entladung entstehen in den Umwindungen des Galvanometers zwei Inductionsströme von entgegengesetzter Richtung, von welchen nur der eine den luftverdünnten Raum zu durchlaufen vermag, oder, vielleicht richtiger, der eine leichter als der andere den genannten Raum durchläuft. Um jeden Einfluss dieser Ströme auf die Ausschläge zu beseitigen, war, wie oben angegeben worden ist, eine Brücke n vor dem Galvanometer angebracht. Dadurch wurde der Vortheil gewonnen, dass die beiden Ströme sich vollständig entwickeln konnten, wodurch ihr Einfluss auf die Magnetnadel vernichtet wurde. Um zu beweisen, dass dies wirklich geschah, bediente ich mich folgender Anordnung.

Versuch 6. Die Polplatten A und B waren mit der Electrophormaschine verbunden, und in dem Leitungsdraht zwischen B und C war das Galvanometer G mit der Brücke n und überdies noch ein anderes Galvanometer, mit welchem die Messungen ausgeführt wurden, nacheinander eingeschaltet. Die Maschine wurde in Wirksamkeit gesetzt und der erhaltene Ausschlag mit dem letztgenannten Galvanometer gemessen. Darauf wurde das Galvanometer G weggenommen, an dessen Stelle ein mit den Galvanometerwindungen gleicher Widerstand eingeschaltet und der Ausschlag wieder gemessen. Da die Ausschläge in beiden Fällen gleich gross waren, wie die folgenden Beobachtungen zeigen, so ist dadurch bewiesen, dass die Induction in den Galvanometerwindungen keinen Einfluss auf die Ausschläge ausübte.

	Ausschläge in Scalentheilen	
	Das Galvan. G	
Die Platte B negativ	ausgeschlossen	eingeschaltet
Der Luftdruck = 0,504 mm	3,2	3,0
= 0,039	9,7	9,8
= 0,010	7,4	7,5
Die Platte B positiv „	0,3	0,5

Bemerkenswerth in mehreren Hinsichten ist der Einfluss, den der Magnetismus auf die Gegenkräfte auszuüben vermag. Wenn ein starker, hufeisenförmiger Electromagnet an die Glasröhre geführt wurde, sodass die Platte C zwischen den beiden Magnetpolen lag, bekam man folgende Ausschläge, wenn die Platte B negativ war.

Versuch 7.

Ausschläge.				Ausschläge.			
Druck in mm	mit Magn.	ohne Magn.	Verhältn. beider	Druck in mm	mit Magn.	ohne Magn.	Verhältn. beider
0,003	88,5	57,0	1,55	0,229	9,5	13,0	0,73
0,022	55,8	37,8	1,48	0,366	15,0	34,3	0,44
0,054	70,5	42,0	1,68	0,446	11,4	19,3	0,59
0,072	21,5	52,5	0,41	0,552	11,5	14,3	0,80
0,097	24,3	62,3	0,39	0,766	12,0	11,9	1,01
0,146	19,7	63,0	0,31	0,998	11,8	11,8	1,00
0,189	17,0	54,0	0,31				

Danach vergrößert der Magnetismus die Ausschläge, wenn der Luftdruck geringer als 0,054 mm ist, er verringert sie bei höherem Druck, bis endlich aller Einfluss des Magnetismus verschwindet. Wie oben angeführt worden ist, werden die durch die Ausschläge gemessenen Ströme durch den Unterschied $b - c$ zwischen den electromotorischen Kräften, die auf den Polplatten B und C ihren Sitz haben, verursacht. Die electromotorische Kraft auf der Platte C wird also durch den Einfluss des Magnetismus vermindert, wenn der Luftdruck geringer als 0,054 mm ist, bei höherem Druck vergrößert. Wenn der Luftdruck über 0,5 mm hinaussteigt, so scheint der Magnetismus keinen Einfluss auf die electromotorische Kraft auszuüben.

Wenn diese Erklärung richtig ist, so muss der Magnetismus, wenn er auf die electromotorische Kraft, die auf der Platte B ihren Sitz hat, wirkt, einen entgegengesetzten Einfluss hervorbringen. Nach folgender Beobachtungsreihe ist dies wenigstens zum Theil der Fall.

Versuch 8.

Die Platte B negativ.

Luftdruck in mm	0,019	0,020	0,035	0,041	0,061	0,208	0,331
Ausschl. mit Magn.	15,0	14,7	20,5	53,0	78,0	57,5	44,5
Ausschl. ohne Magn.	46,8	39,7	42,5	50,5	77,0	61,0	49,5
Verhältniss beider	0,32	0,37	0,48	1,05	1,01	0,94	0,90

Der Magnetismus verringert also wirklich die Stromstärke, wenn der Luftdruck nicht über 0,041 mm hinausgeht. Dies stimmt mit der gegebenen Erklärung überein, doch

scheint der Einfluss des Magnetismus etwas früher aufzu-
hören, wenn der Electromagnet sich bei *B* befindet, als
wenn er seinen Platz bei *C* hat. Ist der Luftdruck höher,
so scheint der Magnetismus keinen Einfluss auf die electro-
motorische Kraft bei *B* auszuüben, weil die erhaltenen
Zahlen als beinahe gleich gross betrachtet werden können.
Nach dem Versuche 7 hätte man jedoch einigen Grund, an-
zunehmen, dass der Magnetismus die electromotorische Kraft
bei *B* vergrössert hätte. Dass dies nicht der Fall war,
kann möglicherweise daraus erklärt werden, dass die durch
die starke Entladung der Electrophormaschine erzeugte elec-
tromotorische Kraft auf der Polplatte *B* schon so gross war,
dass sie nicht durch den Magnetismus mehr vergrössert wer-
den konnte.

Es verdient hier erwähnt zu werden, dass, wenn der
Luftdruck geringer als 0,054 mm war, also wenn der Magne-
tismus die electromotorische Kraft verringerte, die Röhre *BC*
mit schönem, gelbgrünem Kathodenlicht erfüllt wurde, wel-
ches bei höherem Druck verschwand.

Wenn der Electromagnet die Mitte der Glasröhre zwischen
den beiden Platten *B* und *C* umfasste, wurde immer die
Stromstärke geringer, als ohne ihn. Sie veränderte sich nicht,
wenn ein leitender Körper dicht an die Röhre gehalten
wurde.

Dass die bei abnehmendem Luftdruck an der positiven
Electrode beständig abnehmende, an der negativen Electrode
wachsende Gegenkraft sich auch bei höheren Drucken als
20—30 mm zeigt, hat durch diese Versuche nicht klargestellt
werden können, weil der Widerstand dann so gross wird,
dass die Beobachtungsmethode unanwendbar wird; es ist
aber sehr wahrscheinlich, dass dasselbe Gesetz auch bei
höherem Druck gilt. Wie die oben angeführten Versuche
1 und 2 darthun, nehmen die von den fraglichen electromo-
torischen Kräften erzeugten Ströme ab, wenn die Luft ver-
dünnt wird, bis die Verdünnung eine gewisse Grenze erreicht
hat, wonach die Ströme wieder zunehmen. Dieses unerwar-
tete Verhältniss lässt sich leicht erklären, da man weiss,
dass es zwei electromotorische Kräfte sind, von denen die

eine
an
bein
Luft
läng
bele
ten
zum
nied
trist
neg
erhi
wir
wen
elec
ent
eine
Str
geh
sorl
Ten
stei
gro
Bei
den
Ele
tro
dün
Ele
neg

eine mit dem Zunehmen der Verdünnung abnimmt und die andere wächst. Da die Sache sich so verhält, kann man beinahe voraussehen, dass die Ströme bei einer gewissen Luftverdünnung ein Minimum haben müssen. Eine andere, längst bekannte Thatsache wird auch durch diese Versuche beleuchtet. Wenn der galvanische Lichtbogen im luftgefüllten Raum gebildet wird, so wird die positive Electrode bis zum Glühen erhitzt, während die negative eine bedeutend niedrigere Temperatur erhält. Geschieht dagegen die electrische Entladung in stark verdünnter Luft, so wird die negative Electrode bis zu der Schmelztemperatur des Platins erhitzt, während die positive verhältnissmässig wenig erwärmt wird. In einer früheren Arbeit¹⁾ habe ich bewiesen, dass, wenn ein electrischer Strom eine Stelle durchfliesst, wo eine electromotorische Kraft ihren Sitz hat, die einen Strom in entgegengesetzter Richtung hervorzubringen sucht, daselbst eine Wärmeproduction entsteht; sucht aber die Kraft einen Strom in derselben Richtung wie die, in welcher der durchgehende Strom fliesst, hervorzubringen, so wird Wärme absorbirt. Wenn man nun mit Rossetti annimmt, dass die Temperatur des galvanischen Lichtbogens bis zu 4000 Graden steigt, so muss die Dichtigkeit der Luft, ungeachtet der grossen Ausdehnung, einem Druck von 14 mm entsprechen. Bei einem solchen Druck wird aber nach den vorhergehenden Versuchen die electromotorische Kraft auf der positiven Electrode grösser, als auf der negativen. Die positive Electrode muss daher am meisten erhitzt werden. In stark verdünnter Luft ist dagegen die Gegenkraft auf der negativen Electrode am grössten, und aus diesem Grunde erhält die negative Electrode die höchste Hitze.

1) Edlund, K. Wet. Ak Handlingar. 14. Nr. 9. 1876; Pogg. Ann. 159. p. 420. 1876.

IV. *Beiträge zur Kenntniss des thermoelectrischen Verhaltens von Electrolyten;*
von Wilhelm Donle.

(Aus dem phys. Laborat. der technischen Hochschule zu München.)

(Hierzu Taf. VI Fig. 1–10.)

Die nachstehenden experimentellen Untersuchungen sollen einen Beitrag liefern zu der Frage über das gegenseitige thermoelectrische Verhalten von Flüssigkeiten. Insbesondere habe ich die thermoelectrischen Kräfte zwischen den Lösungen einer leider beschränkten Anzahl von Chloriden untersucht, über die meines Wissens bis jetzt noch keine ausgedehnteren Messungen vorliegen.

Dieselbe Frage ist bereits Gegenstand mehrerer Abhandlungen, in denen zum Theil versucht wird, ebenfalls Gesetze über das thermoelectrische Verhalten von Flüssigkeiten aufzustellen, die zum Theil aber auch in der Verfolgung anderer Themata vorliegendes Problem mehr oder weniger berühren.

Die Versuche von Nobili¹⁾ in dieser Hinsicht sind infolge ihrer Anordnung wohl kaum beweiskräftig, bemerkenswerther dagegen sind die Untersuchungen von E. Becquerel²⁾, der für einige wenige Combinationen von Electrolyten Richtung und Stärke des entstehenden Thermostromes im Verhältniss zum jeweiligen Anfangsstrom angibt. Auf eine dem Peltier'schen Phänomen bei Metallen analoge Erscheinung bei Electrolyten machte zuerst Du Bois-Reymond³⁾ aufmerksam; seine Beobachtung wurde später von Schultz-Sellack⁴⁾ und Hoorweg⁵⁾ bestätigt. Die eingehendsten Untersuchungen über das thermoelectrische Verhalten von Electrolyten rühren von Wild⁶⁾ her, welcher

1) Nobili, Schweigger's Journ. 53. p. 271. 1828.

2) E. Becquerel, Ann. de chim. et de phys. 8. p. 389, hier p. 392. 1866.

3) Du Bois-Reymond, Berl. Monatsber. 1856. p. 395.

4) Schultz-Sellack, Pogg. Ann. 141. p. 467–69. 1870.

5) J. L. Hoorweg, Wied. Ann. 9. p. 552, hier p. 573. 1880.

6) H. Wild, Pogg. Ann. 103. p. 353. 1858.

die Flüssigkeiten in einem besonders construirten Apparate nach ihren specifischen Gewichten übereinander schichtete und die Thermoströme mittelst einer Metallthermokette compensirte, wobei er durch entsprechende Anordnung der Electrolyten und der Electroden einen Anfangsstrom möglichst zu vermeiden suchte.

Gegen die Wild'sche Anordnung ist jedoch hauptsächlich der Einwurf zu machen, dass bei ihr schon lange vor Beginn des Messversuchs eine Diffusion der Electrolyten stattfindet und ferner, dass nicht nur durch die Erwärmung allein, sondern auch durch aufsteigende Luftblasen, die bei stärkerer Erhitzung unvermeidlich auftreten, die Diffusion an der einen Contactstelle bedeutend erhöht wird. Daher habe ich zur Beseitigung dieser Uebelstände bei meinen Untersuchungen folgende Anordnung getroffen.

Mein Apparat (cf. Fig. 1) bestand der Hauptsache nach aus zwei getrennten Glasröhren A und B , deren Stücke A_0 und B_0 von je 8 cm Länge und 17 mm Durchmesser mit ihren einen Enden ineinander geschliffen waren. Zu diesem Zwecke war das Rohrstück A_0 in der Nähe der Oeffnung a_1 etwas erweitert, das andere B_0 auf der entsprechenden Seite bei b_1 bis zu einem Durchmesser von 10 mm verengt und an dieser Stelle gleichzeitig mit einem schwach aufgebogenen Rande versehen. Ineinander gesteckt, betrug die Länge beider Rohrstücke A_0 und B_0 15,5 cm. Denkt man sich dieselben horizontal gehalten, so gingen, 1,5 cm von ihren Enden entfernt, dünnere Glasröhren von 7 mm Durchmesser in einer Länge von 6 cm vertical abwärts, bogen hierauf rechtwinklig ab und liefen beide horizontal bis zu einer Länge von 21 cm rückwärts. Hieran schloss sich noch je ein in einer Verticalebene zu denkendes U-Rohr, dessen Biegung nach oben sah, und dessen 5 cm lange Schenkel etwa 5 cm voneinander abstanden. Die ganze Länge des 7 mm weiten Rohrtheiles betrug daher ungefähr 41 cm. Die beiden Enden a_3 und b_3 der U-Röhren tauchten in kleine Bechergläser N_1 und N_2 , welche beide die gleiche Salzlösung enthielten und in einem Blechtrög mit Wasser von Zimmertemperatur standen. Eben diese Salzlösung erfüllte auch das Rohr A . In das Rohr B

wurde die zweite der zur Anwendung kommenden Lösungen gefüllt und die beiden schwach aufgekrempten Enden b_1 und b_2 des Rohres B mit feinstem Pergamentpapier zugebunden, sodass die Lösung im Rohr B durch zwei Pergamentmembranen völlig abgeschlossen war.

Ueber die ineinander geschliffenen Rohrstücke A_0 und B_0 konnte ferner ein oben offener, an zwei Grenzflächen mit je einem Tubulus versehener Blechwürfel von ca. 7,5 cm Kante geschoben werden, der, mit Wasser gefüllt, zur Erwärmung der Contactstelle der in den Röhren eingeschlossenen Electrolyten diente. Zum Zwecke der dichten und soliden Befestigung dieses Wärmgefässes war in jeden Tubulus ein Korkstopfen mit einer gerade so weiten Bohrung eingesetzt, dass die Stopfen und infolge dessen auch der Blechwürfel nur schwer auf den ineinander geschliffenen Glasröhren verschoben werden konnten. Da aber die Korke durch das Erwärmen des Wassers bald schlecht und undicht wurden, so zog ich auf jeden Tubulus ein ungefähr 3 cm langes Stück eines starken Kautschukschlauches, welcher, bis die Röhren ineinander gesteckt waren, zur Hälfte umgestülpt wurde, und der sich, wieder aufgekrempt, dicht an die Glaswände anlegte und jedes Auslaufen des Wasserbades verhinderte. Die Art und Weise der Befestigung dieses Wärmgefässes wird am besten aus der perspectivischen Abbildung des vollständig zusammengestellten Apparates (Fig. 2) ersichtlich sein.

Die Füllung der Röhren erforderte einige Uebung, weil dabei keinerlei Luftblasen in denselben zurückbleiben durften. Das Rohr A wurde stets zuerst gefüllt, und zwar mittelst eines Trichters durch die Oeffnung a_1 , nachdem die Oeffnung a_2 schon von vornherein mittelst eines dicht schliessenden Korkes, durch welchen ein Thermometer gesteckt wurde, und die Oeffnung a_3 ebenfalls durch einen kleinen Korkstopfen geschlossen war. Man hielt zu diesem Zwecke das Rohrstück $a_1 a_2$, das bereits in dem Wärmgefäss steckte, vertical mit Oeffnung a_1 nach oben und konnte nun durch einiges Wenden und Neigen das Rohr A rasch mit Flüssigkeit vollständig füllen. Dasselbe wurde dann für kurze Zeit bei Seite

gestellt um die Füllung des Rohres B vorzunehmen, dessen Enden ich in der Regel schon längere Zeit vorher mit Pergamentpapier geschlossen hatte. Hier wurde bei b_2 eingegossen, indem man den Rohrtheil B_0 vertical hielt und bei b_1 den Daumen auf die Membran drückte. Durch einiges Neigen und Drehen gelang es auch jetzt, in kürzester Zeit das Rohr vollständig zu füllen, ohne dass Luftblasen im Rohre zurückblieben. Die Oeffnung b_2 wurde in gleicher Weise wie bei Rohr A durch einen auf ein zweites Thermometer gesteckten Kork vorsichtig geschlossen, um die Membran am Ende b_3 nicht zu zersprengen.

Nach vollendeter Füllung beider Röhren wurde das Rohr B , wobei ich B_0 mit b_1 nach unten vertical hielt, mit der rechten Hand durch den noch offenen Tubulus des Blechwürfels geführt und sanft in das mit der linken Hand gehaltene Rohr A eingedreht, bei welchem A_0 ebenfalls vertical, aber a_1 oben war. Schliesslich wurden die so zusammengesteckten Rohrtheile A_0 und B_0 aus der verticalen in die horizontale Lage gebracht, der die Contactstelle $a_1 b_1$ umgebende Wärmekasten auf ein passendes Stativ gesetzt und damit gleichzeitig die Enden a_3 und b_3 der Rohre A und B in die gefüllten Näpfe N_1 und N_2 eingetaucht. Letztere befanden sich in einem Blechtrog mit Wasser von Zimmertemperatur. Der Stopfen, mit dem a_3 provisorisch verschlossen war, wurde sodann mittelst eines sorgfältig gereinigten starken Kupferhakens entfernt, und dadurch die Communication der beiden Näpfe durch die Rohre A und B hergestellt.

Dieser soeben beschriebenen Manipulation der Füllung des Apparates ging jedesmal die Präparation der Electroden voraus. Zu denselben benutzte ich einen etwa 1,5 mm dicken, chemisch reinen Kupferdraht, dessen in die Flüssigkeit tauchende Enden abgerundet wurden. Um die Electroden möglichst gleichartig zu erhalten, wurden sie zunächst mit feinem Schmirgelpapier ganz blank gerieben, sodann abwechselnd mehrmals in Alkohol und destillirtem Wasser gewaschen und mit Filtrirpapier getrocknet. Dabei war die Vorsicht zu gebrauchen, das Abtrocknen mit Filtrirpapier nach der

letztmaligen Abspülung mit destillirtem Wasser unter Vermeidung jeglichen Druckes und jeder Reibung vorzunehmen. Denn ich hatte bemerkt, dass die Electroden, wenn sie bei der letztmaligen Reinigung nur ganz wenig gerieben worden waren, meist eine Electricitätserregung hervorriefen, die allerdings immer rasch abnahm, aber den eigentlichen Versuch doch verzögerte, eine Electricitätserregung, welche jedenfalls von einer durch das Abreiben entstandenen ungleichen Erwärmung der Electroden herrührte. Wurden aber die Electroden nach der Abspülung noch anhaftenden Wassertropfen nur ganz leicht abgetupft, so zeigte sich meistens entweder gar keine oder doch nur eine ganz minimale und dann constante Potentialdifferenz, die nur von Verschiedenheiten der Oberfläche, nicht aber von einem ungleichen Wärmezustand derselben herrühren konnte, und die dann jedesmal entsprechend in Abrechnung gebracht wurde.

Auch wurden die Electroden sofort nach dem Abtrocknen in obengenannte, mit dem eben zur Verwendung kommenden Electrolyten gefüllte Näpfe gestellt und mit dem als Messinstrument verwendeten Electrometer durch entsprechend geformte, an Kautschukstäben befestigte messingene Electrodenhalter verbunden. Darauf wurde ein U-förmiges Heberrohr mit capillaren Enden mit dem nämlichen Electrolyten gefüllt und durch dasselbe die beiden Bechergläser in Verbindung gesetzt. Es folgte sofort am Electrometer die Prüfung der Electroden auf ihre Gleichartigkeit, und erst wenn dieselben keine oder eine nur noch geringe constante Potentialdifferenz erkennen liessen, wurde mit der Füllung der Röhren, wie ich sie oben beschrieben, begonnen. Das Heberrohr wurde dann erst entfernt, wenn die Füllung beendet, und alles Uebrige zum Beginn der Messungen bereit war.

Nach dieser Beschreibung möchte es den Anschein haben, als ob die Füllung meines Apparates viel mehr Zeit in Anspruch genommen hätte, als die Instandsetzung eines nach Wild's Vorschlag gefertigten Thermoelementes. Aber die Füllung ist in der That rascher gemacht, als beschrieben, hauptsächlich spart man viel Zeit dadurch, dass jede


Lösu
liche
vers
Hin
hat.
deut
mit
zeiti
in d
war
lyte
noch
zusta
teste
nehm

einer
gab
fachs

ich
anst
einer
zwei
zu b
bere
ich
erre

sche
den
führ
ich
gew
pera
Elec
= 10

Lösung völlig getrennt eingefüllt wird, sonach keine schädliche Durcheinandermengung der Flüssigkeiten vor dem Messversuche zu befürchten steht, und man also auch in dieser Hinsicht keine besondere zeitraubende Vorsicht zu gebrauchen hat. Auch ist meine Präparirung der Electroden eine bedeutend raschere, als die Wild'sche, weil dieselben nicht mit dem Apparate fest verbunden werden müssen, um gleichzeitig einen dichten Verschluss herzustellen, sondern einfach in die Electrolyten eingetaucht werden. Nach einiger Uebung war für die ganze Füllung des Apparates mit den Electrolyten nicht einmal eine Minute nöthig, und obwohl stets noch einmal das Verhalten der Electroden und der Anfangszustand geprüft wurde, konnten die Messungen doch spätestens zwei Minuten nach Beginn der Füllung ihren Anfang nehmen.

Jedoch habe ich auch eine Reihe von Versuchen mit einem dem Wild'schen ganz ähnlichen Apparate ausgeführt, gab aber dabei dem Glasröhrensystem nebenstehende einfache, wohl ohne Erläuterung verständliche Form .

Zur Uebereinanderschichtung der Electrolyten brauchte ich aber stets so viel Zeit, dass ich mich veranlasst sah, anstatt ein Verticalrohr nach dem anderen zu füllen, mittelst einer eigens zu diesem Zwecke angefertigten Pipette mit zwei Ausflussröhren die gleichzeitige Füllung beider Röhren zu bewerkstelligen. Trotzdem waren zur vollständigen Vorbereitung des Versuches 20—30 Minuten nöthig, während ich dies in höchstens zehn Minuten bei meiner Anordnung erreichte.

Um zu zeigen, dass meine mit einem solchen Wild'schen Apparate gemessenen electromotorischen Kräfte mit den nach meiner Methode erzielten genügend übereinstimmen, führe ich an dieser Stelle ein paar Versuchsreihen an, die ich unter jedesmaliger Anwendung derselben Electrolyten gewonnen habe. Es bezeichnet in den Tabellen t die Temperatur der kalten, T die der erwärmten Contactstelle der Electrolyten; die electromotorische Kraft E ist in Volt $= 10^9$ [$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}$] angegeben. Eine allenfalls vorhandene

anfängliche Potentialdifferenz ist jedesmal entsprechend in Abzug gebracht.

Tabelle I.

CuSO_4 spec. Gew. 1,166 bei 16,3°. Na_2SO_4 spec. Gew. 1,0778 bei 16,3°.

CuSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von Na_2SO_4 zu CuSO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	17,48	30,74	13,26	0,00265	Anfangs-
Wild'scher		38,14	20,66	0,00348	Potentialdiff.
Apparat		45,26	27,78	0,00447	
		55,88	38,40	0,00503	0,00022
b)	14,42	23,35	8,93	0,00210	Anfangs-
Eigener		34,28	19,86	0,00347	Potentialdiff.
Apparat		42,71	28,29	0,00446	
		53,28	38,86	0,00495	0,00050

Tabelle II.

CuSO_4 spec. Gew. 1,112 bei 18,6°. H_2SO_4 spec. Gew. 1,046 bei 17,0°.

H_2SO_4 ist positiver Pol; der Strom geht an der erwärmten Contactstelle von CuSO_4 zu H_2SO_4 .

(Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	16,20	26,07	9,87	0,00258	Anfangs-
Wild'scher		30,21	14,01	0,00573	Potentialdiff.
Apparat		37,99	21,79	0,01004	
		49,87	33,67	0,01128	0,00108
b)	16,20	25,93	9,73	0,00280	Anfangs-
Eigener		28,84	12,64	0,00582	Potentialdiff.
Apparat		38,55	22,35	0,00961	
		50,08	33,88	0,01112	0,00038

Anschliessend an die Tabelle II möchte ich noch Folgendes bemerken: Wild selbst gibt in seiner Abhandlung den Werth der electromotorischen Kraft einer Thermokette $\text{CuSO}_4 | \text{H}_2\text{SO}_4$ für die Temperaturdifferenz 100° zu 0,02670 Daniell an¹⁾, und zwar hat die dabei angewandte Kupfer-

1) cf. Wild's Abhandl. I. c. p. 410, resp. p. 393.

vitriollösung das specifische Gewicht 1,10, die Schwefelsäure das specifische Gewicht 1,05, Concentrationen, die von den bei meinen Versuchen angewandten nicht sehr verschieden sind. Nun hat Wild die electromotorische Kraft seines Daniell-Elementes zu:

$$1096 \cdot 10^8 [\text{mm}^{3/2} \text{mg}^{1/2} \text{sec}^{-2}] = 1,096 \cdot 10^8 [\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}]$$

gefunden, es wäre also in absolutem Maasse die des Flüssigkeitselements $0,02926 \cdot 10^8 [\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}]$, was für eine Temperaturdifferenz von $33,3^\circ \text{C}$. eine electromotorische Kraft von $0,00975 \cdot 10^8 [\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}] = 0,00975 \text{ Volt}$ ausmachen würde, wenn, wie Wild annimmt, die electromotorische Kraft proportional der Temperatur wächst. Unter Berücksichtigung, dass die Proportionalität nur sehr annähernd gilt, dass ferner die Concentrationen der Electrolyten und die Messmethoden in den in Frage stehenden Fällen nicht genau die gleichen sind, und dass es überhaupt bei diesen subtilen Versuchen, bei denen geringe Verschiedenheiten in der beiderseitigen Anlage schon zu beträchtlich auseinandergehenden Werthen führen können, nie möglich sein wird, zwei Messungen unter ganz genau gleichen Verhältnissen auszuführen, darf man wohl die Uebereinstimmung der Wild'schen Angaben mit meinen Messungen für genügend erachten.

Tabelle III.

NaCl

 $(\text{NH}_4)\text{Cl}$ spec. Gew. 1,195 bei 22° .spec. Gew. 1,062 bei $21,4^\circ$.

NaCl ist positiver Pol, der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von $(\text{NH}_4)\text{Cl}$ zu NaCl.

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	21,44	33,19	11,75	0,00106	Anfangs-
Wild'scher		42,80	21,36	0,00197	Potentialdiff.
Apparat		52,13	30,69	0,00279	
		63,12	41,68	0,00345	0,00283
b)	22,15	33,83	11,68	0,00124	Anfangs-
Eigener		42,92	20,77	0,00192	Potentialdiff.
Apparat		53,40	31,25	0,00271	
		62,48	40,33	0,00322	0,00271

Um die Vergleichung dieser Tabellen zu erleichtern, habe ich die gefundenen Werthe der thermoelectromotorischen Kräfte als Ordinaten, die Temperaturdifferenzen als Abscissen in ein rechtwinkliges Coordinatensystem eingetragen und durch Verbindung der so ermittelten Punkte zwei Systeme von Curven (cf. Fig. 3) erhalten, welche für die Messung mit dem Wild'schen Apparate ausgezogen, bei Messung nach meiner Methode gestrichelt gezeichnet sind. Gleichzeitig habe ich als Anfangspotentialdifferenz bei 0° Temperaturunterschied stets $E = 0$ gewählt, da eine andere anfängliche electromotorische Kraft blos eine Parallelverschiebung der betreffenden Curve zur Folge haben und die Unterschiede der beiden Curvensysteme nicht so leicht erkenntlich machen würde. Man ersieht, dass für jede Combination beide Curven in ihrer allgemeinen Form sehr gut übereinstimmen, dass jedoch die bei geringeren Temperaturdifferenzen mit meinem Apparat erhaltenen Werthe überall etwas grösser sind, als die entsprechenden mit dem Wild'schen Apparat gemessenen electromotorischen Kräfte, während letztere bei zunehmender Erwärmung umgekehrt die correspondirenden, mit meiner Anordnung gefundenen Werthe übersteigen.

Der Grund dieser Verschiedenheiten mag vielleicht in dem verschiedenen Vorgang der Diffusion an der erwärmten Contactstelle zu finden sein. Denn bei der Wild'schen Anordnung denke ich mir die Diffusion vom Beginn der Ueber-einanderschichtung der Flüssigkeiten anfangend, zunächst, ehe noch Erwärmung stattfindet, langsam und allmählich vor sich gehend, da immer eine gewisse Zeit nöthig sein wird, bis die Theilchen des einen Electrolyten eine wenn auch dünne Schicht des anderen durchlaufen haben. Eine Electricitätserregung wird dabei kaum stattfinden, weil die beiderseitigen Temperaturen dieselben sind; auch sind bis jetzt meines Wissens durch einfache Diffusion hervorgerufene electromotorische Kräfte noch nicht nachgewiesen worden. Mit Beginn der Erwärmung aber tritt die Diffusion in ein anderes Stadium ein; denn während bisher die gegenseitige Molecularattraction allein thätig war, werden jetzt

die Flüssigkeiten durch eine infolge der Erwärmung hervorgerufene mechanische Ursache durcheinander getrieben. Wenn nun auch eine durch energische Diffusion differenter und verschieden warmer Flüssigkeitstheilchen entstehende Electricitätserregung bis jetzt ebenfalls noch nicht beobachtet worden ist, so scheint mir dieselbe doch nicht ausgeschlossen. Denn den experimentellen Gegenbeweis Wild's, dadurch geführt, dass er die Beschleunigung der Diffusion mechanisch mittelst eines Rührers bewerkstelligte, dabei aber keine Spur eines Stromes bemerken konnte, halte ich durchaus nicht für stichhaltig, da vor allem bei diesem Versuch das meiner Ansicht nach sehr wichtige Moment der Diffusion von wärmeren zu kälteren Flüssigkeitstheilchen verschiedener Natur nicht berücksichtigt ist. Wenn man nun ferner in Erwägung zieht, dass bei der Art der so erzeugten electricischen Erregung das sonstige thermoelectrische Verhalten der Flüssigkeiten massgebend sein wird, da ein warmes Flüssigkeitstheilchen *A* mit einem kalten *B* in Berührung gleichsam ein neues Thermoelement derselben Gattung bildet, so erkennt man, dass die electricische Erregung *A/B* von derselben Art sein muss, wie die des Flüssigkeitsthermoelements, d. h. die Potentialdifferenz des Elements wird infolge der durch die Erwärmung beschleunigten Diffusion sich grösser ergeben, als wenn eine solche Diffusion von warmer zu kalter Flüssigkeit vermieden ist.

Dass nach längerer Zeit die eigentliche Potentialdifferenz durch diesen Umstand nicht mehr erhöht wird, ergibt sich nach dieser Erklärung auch unmittelbar; denn nach länger dauernder Erwärmung wird allmählich in der Flüssigkeit oberhalb der erwärmten Contactstelle ein stationärer Wärmezustand eintreten, und die in Berührung kommenden Partikel der verschiedenen Flüssigkeiten werden weniger und weniger in Bezug auf ihre Temperatur verschieden sein, und infolge dessen kommt auch die Ursache der oben erwähnten vergrössernden thermoelectromotorischen Kräfte mehr und mehr in Wegfall, und die electromotorische Kraft wird kleiner gefunden, als im Anfang.

Bei meiner Anordnung dagegen kann vor Beginn des

Messversuchs noch gar keine Diffusion eintreten, da die Flüssigkeiten getrennt in die Röhren gefüllt werden. Sobald aber die Röhren zusammengesteckt sind, beginnt die Diffusion, und zwar unter Wirkung der Membran, indem dieselbe von jedem der Electrolyten soviel aufnehmen wird, als ihre Natur eben bedingt, und von da aus geht die Diffusion der Lösungen erst in der gewöhnlichen Weise vor sich. Diese anfängliche Verdichtung der gelösten Salze innerhalb der Membran scheint einen gewissen Einfluss auf das thermoelectrische Verhalten auszuüben, solange sich nicht ein stationärer Austausch zwischen den in der Membran enthaltenen Salzmenngen und der angrenzenden Flüssigkeit gebildet hat. Die Berührung der verschiedenen Salzmoecüle innerhalb der Membran ist aber jedenfalls eine innigere, als wenn die Flüssigkeiten unmittelbar aneinander grenzen, und das scheint mir der Grund zu sein, warum bei Erwärmung die electromotorische Kraft hier anfänglich höher gefunden wird. Dass an und für sich die von mir angewandten Membranen keinen merklichen Einfluss ausüben, solange nicht erwärmt wird, hat schon Kittler¹⁾ gefunden, der seiner Zeit das gleiche Pergamentpapier zu seinen ebenfalls im Laboratorium der technischen Hochschule ausgeführten Arbeiten über „Spannungsdifferenzen zwischen sich berührenden Flüssigkeiten“ und über „Spannungsdifferenzen zwischen einem Metall und Flüssigkeiten verschiedener Concentration“ benutzt hat. Den von mir oben angeführten Grund fand ich auch in der That in mehreren Fällen bestätigt, als ich mit meinem Apparate Versuche anstellte, wobei ich die Anwendung der Membran umging. Ich verschloss nämlich die beiden Enden des oben bei Beschreibung meines Apparates erwähnten Rohres *B* anstatt durch Pergamentpapier durch kleine Korke, durch welche enge Glasröhrchen von etwa 1 cm Länge und 1 mm Durchmesser im Lichten gesteckt waren. Auf diese Weise berührten sich die beiden Electrolyten direct, sodass hier keinerlei schädliche secundäre Einwirkung vorhanden sein konnte.

1) Kittler, Ber. der k. bair. Acad. d. Wiss. Math.-phys. Cl. 1881. p. 113 ff. u. 1882. p. 4.

Es mögen an dieser Stelle ein paar Versuchsreihen folgen, die einerseits mit dieser Anordnung, andererseits mit Benutzung von Membranen zum Abschlusse des einen Electrolyten erzielt wurden.

Tabelle IV.

CuSO_4 spec. Gew. 1,1215 bei $15,2^\circ$ | ZnSO_4 spec. Gew. 1,0984 bei $18,0^\circ$.

CuSO_4 ist positiver Pol, der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von ZnSO_4 zu CuSO_4 .

(Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	15,57	27,60	12,03	0,00276	Anfangs-
Apparat mit		36,11	20,54	0,00415	Potentialdiff.
Capillarröhren		44,35	28,78	0,00506	0
		53,60	38,03	0,00622	
b)	13,25	26,67	13,42	0,00312	Anfangs-
Apparat mit		37,12	23,87	0,00480	Potentialdiff.
Membran		45,44	32,19	0,00564	0
		52,30	39,05	0,00637	

Tabelle V.

CuSO_4 spec. Gew. 1,098 bei $18,8^\circ$ | Na_2SO_4 spec. Gew. 1,0662 bei $20,8^\circ$.

CuSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von Na_2SO_4 zu CuSO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	17,87	28,95	10,18	0,00224	Anfangs-
Apparat mit		36,56	18,69	0,00388	Potentialdiff.
Capillarröhren		49,45	31,58	0,00431	0
		60,10	42,23	0,00485	
b)	16,62	27,42	10,80	0,00231	Anfangs-
Apparat mit		39,04	22,42	0,00390	Potentialdiff.
Membran		49,90	33,28	0,00445	0
		60,00	43,38	0,00480	

Die Vergleichung der durch diese Tabellen gelieferten Resultate möge wieder durch Zeichnung von zwei Curven-

systemen (ausgezogen für den Apparat ohne Membran, gestrichelt für die Anordnung mit Scheidewand, siehe Fig. 4) erleichtert werden. Es zeigt sich aus obigen Tabellen und auf Grund anderer, an dieser Stelle nicht angeführter Versuche, dass die Curven alle einen ganz analogen Verlauf haben und einander sehr nahe liegen. Da jedoch bei einigen Combinationen die anfänglichen Werthe der bei Anwendung von Capillarröhren gemessenen electromotorischen Kräfte in der That etwas kleiner sind, als die bei Benutzung von Membranen erhaltenen, bei anderen sich dies nicht entschieden bemerkbar macht, so bleibt es noch fraglich, ob obige Erklärung dem wahren Sachverhalt entspricht. Dass ich im weiteren Verlaufe meiner Messungen dennoch die Membranen beibehalten habe, hat darin seinen Grund, dass einmal die Füllung der Röhren bei dieser Anordnung rascher vorstatten ging, und dass es ferner oft vorkam, dass beim Zusammenstecken der Röhren ein grösserer Theil der einen Lösung durch das an der Contactstelle befindliche Capillarröhrchen in die andere Lösung übertrat, weshalb oft überhaupt keine Messung gemacht werden konnte.

Messmethode.

Die Messung der thermoelectromotorischen Kräfte zwischen den Electrolyten führte ich zunächst nach der v. Beetz'schen¹⁾ Compensationsmethode aus, verliess dieselbe aber nach kurzer Zeit wegen ihrer, bei der Kleinheit der zu messenden Kräfte beträchtlichen Fehlerquellen und benutzte in der Folge als Messinstrument ein Thomson'sches Cylinderquadrantelectrometer. Zur Verbindung der Electroden des Thermoelements mit dem Electrometer diente der v. Beetz'sche²⁾ Doppelschlüssel für electrostatische Messungen, dessen Kautschuktheile zur thunlichsten Beseitigung des Ableitungsvermögens zunächst sorgfältig mit einem Schellacküberzug versehen wurden.

Das Normalelement selbst war ein trockenes Daniell-Ele-

1) v. Beetz, Pogg. Ann. 142. p. 573. 1871 u. Wied. Ann. 3. p. 1. 1878.

2) v. Beetz, Wied. Ann. 10. p. 371, hier p. 372. 1880.

ment von der Art, wie sie v. Beetz¹⁾ neuerdings beschrieben und für electrometrische Messungen besonders vortheilhaft erprobt hat. Seine Potentialdifferenz betrug 1,058 Volt nach eigenhändiger Messung von Hrn. Prof. Dr. v. Beetz, und es lieferte eine Einstellung am Electrometer von im Mittel 123,9 Doppelmillimetern, was für 1 Doppelmillimeter Ausschlag eine Potentialdifferenz von 0,00854 Volt beträgt. Die Einstellung des Electrometers zeigte sich infolge obengenannter Vorsichtsmaassregeln sehr constant und variirte zwischen 125,3 und 122,8 Doppelmillimetern. Während der kurzen Dauer eines Versuches habe ich eine Variation der Einstellung nie beobachten können. Da bei jeder Temperaturerhöhung am Thermoelement mindestens drei Ablesungen der Einstellungen und bei einer und derselben Combination zweier Electrolyten mindestens zwei, meist drei getrennte Beobachtungsreihen aufgestellt wurden, und überdies bei der nur 2,49 m betragenden Entfernung des Spiegels von der Scala 1 Doppelmillimeter der letzteren im Fernrohr scheinbar etwa 1,2 mm betrug, so konnten die Zehntel der Scalentheile noch mit grösster Genauigkeit geschätzt werden, sodass die 0,0001 Volt in meinen Tabellen wohl noch als richtig gelten können. Die Ablenkung am Electrometer betrug nie mehr als 3 Scalentheile = $0,023^\circ$, sodass die sich ergebenden Ausschlagswinkel den Scalentheilen proportional gesetzt und die dadurch bedingten Fehler hier völlig vernachlässigt werden können.

Die Temperaturen endlich wurden an vier Thermometern abgelesen, die sämmtlich mit einem Luftthermometer verglichen und auf dasselbe reducirt wurden. Zwei davon waren in $\frac{1}{10}$ Grade von je etwa 2 mm Länge getheilt, sodass die $\frac{1}{10}$ Grade noch mit Genauigkeit schätzbar waren. Dieselben wurden mittelst Korkstopfen in die Röhren A_0 und B_0 des Apparates (cf. Fig. 2) eingesetzt, und ihre Quecksilbergefässe befanden sich so nahe als möglich an der zu erwärmenden Contactstelle. Die beiden anderen Thermometer, welche zur Messung der Temperaturen der kalten Contactstelle dienten,

1) v. Beetz, Wied. Ann. 22. p. 402 ff. 1884.

waren in $\frac{1}{10}$ Grade getheilt und in dem die beiden Näpfe N_1 und N_2 umspülenden Kühlwasser möglichst nahe an den Näpfen aufgehängt. Die Temperaturen sämmtlicher vier Thermometer wurden unmittelbar nach der Ablesung am Electrometer verzeichnet, und zwar jedesmal die beiden Temperaturen für die erwärmte Contactstelle zuerst.

Ausserdem wurde stets eine Versuchsreihe bei zunehmender Erwärmung und eine solche bei Abkühlung der Contactstelle gemacht, wobei ich mich überzeugte, ob die anfängliche Potentialdifferenz wieder erreicht wurde. Die raschere Zusammenstellung des Apparates und die bedeutend einfachere Messung mit dem Electrometer gestattete eine viel schnellere Vollendung eines Versuches, als dies anfangs unter Anwendung der Compensationsmethode der Fall war, wodurch gleichzeitig einer stärkeren Diffusion der Flüssigkeiten vorgebeugt wurde. Die Dauer eines Versuches, Zusammenstellung des Apparates, Erwärmung und Abkühlung betrug nie mehr als eine Stunde.

Die Erwärmung der Contactstelle wurde ferner in keinem Falle höher als bis zu etwa 60°C . gesteigert, sowohl um ein Zerspringen der Glasröhren des Apparates als auch eine Erhöhung der Flüssigkeitstemperatur in den Näpfen thunlichst zu vermeiden.

Weil nun eine durch den Contact an sich entstehende Potentialdifferenz durch die Anordnung der Flüssigkeiten ausgeglichen und ferner eine ohne Erwärmung eintretende chemische Action dadurch ausgeschlossen war, dass nur Lösungen von Salzen einer und derselben Säure oder Lösungen von Salzen eines und desselben Metalls zur Berührung kamen (bei einer allenfallsigen Doppelsalzbildung zwischen den ersteren bleibt ersichtlicher Weise die Wärmetönung dieselbe, letztere bilden überhaupt keine Doppelsalze), so sind die von mir gemessenen electromotorischen Kräfte wohl der Hauptsache nach thermischer Natur.

Eine störende Ursache bei meiner Anordnung der Versuche könnte also nur in der Anwendung einer Membran zum Abschluss des Rohres B zu finden sein. Durch obige, aus einer Reihe von Versuchen mitgetheilte Tabellen kann

aber.
bes.
risc

Vers
Fabr
zoge

röhr
tück
drei
brau
bei
der
dann
die
als
das
den
Bes
wur
für

net,
 s_1 u
sie
 s_1 s
 s_2 s
sich
die
die
T
auf
stel
in
und

u. 5

aber, wie bereits erwähnt, ein nachtheiliger Einfluss in einer bestimmten Richtung auf die Grösse der thermoelectromotorischen Kräfte nicht erkannt werden.

Noch möchte ich anführen, dass sämmtliche bei meinen Versuchen verwendeten Salze als „chemisch rein“ aus der Fabrik von Dr. F. Schnitzer und Comp. in München bezogen waren.

Nach jedem Versuche wurden selbstverständlich die Glasröhren des Apparates zunächst ein bis zwei Minuten lang tüchtig mit Wasser aus der Wasserleitung und schliesslich drei- bis viermal mit destillirtem Wasser ausgespült. Es braucht ferner nicht erwähnt zu werden, dass Versuchsreihen, bei denen die Diffusion wegen der Verschiedenheit der Farbe der Lösungen einigermaßen controlirt werden konnte, nur dann in die folgenden Tabellen aufgenommen wurden, wenn die Diffusion während der ganzen Dauer des Versuches sich als gering erwies. Bei Farblosigkeit beider Lösungen konnte das Fortschreiten der Diffusion freilich nicht controlirt werden; es wurde dann diesem Uebelstande durch möglichste Beschleunigung des Messversuches abzuhelpen gesucht; auch wurden in diesem Falle stets drei, oft vier Versuchsreihen für dieselbe Combination gemacht.

Die nun folgenden Tabellen sind in der Weise angeordnet, dass sie in der ersten Rubrik die specifischen Gewichte s_1 und s_2 der Salzlösungen nebst den Temperaturen, bei denen sie gemessen wurden, enthalten. Hierbei bezieht sich stets s_1 auf das in der Ueberschrift der Tabellen links stehende, s_2 auf das rechtsstehende Salz. In der zweiten Spalte findet sich unter t die Temperatur der kalten Contactstelle, d. h. die Temperatur des Wasserbades verzeichnet, in der dritten die Temperatur T der erwärmten Contactstelle, beide t und T als Mittel je zweier Thermometerangaben gefunden und auf das Luftthermometer reducirt. In der vierten Rubrik steht die Temperaturdifferenz $T - t$ der Contactstellen, und in der fünften die bei dieser Temperaturdifferenz gemessenen und nach den von F. Kohlrausch¹⁾ angegebenen Vorschriften

1) F. Kohlrausch, Leitfaden d. prakt. Phys. 4. Aufl. § 84. II, § 49 u. 50, 1.

berechneten Spannungsdifferenzen E in Volt = 10^8 [$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}$] absoluten Einheiten. In der letzten Spalte: „Bemerkungen“, sind auf den betreffenden Versuch sich beziehende Angaben gemacht, insbesondere enthält dieselbe die jeweilige anfängliche Potentialdifferenz A.-P.-D.

Tabelle VI.



CuSO_4 ist positiver Pol, der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von ZnSO_4 zu CuSO_4 .

(Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	18,92	31,00	12,08	0,00155	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		42,69	23,77	0,00260	0,00102
$s_2 = 1,206$ bei $18,5^\circ$		50,45	31,53	0,00329	
		61,92	43,00	0,00401	
b)	14,95	27,26	12,31	0,00219	A.-P.-D.
$s_1 = 1,1572$ bei 18°		37,85	22,90	0,00364	0,00069
$s_2 = 1,1549$ bei $16,8^\circ$		46,43	31,48	0,00487	
		55,47	40,52	0,00570	
c)	13,25	26,67	13,42	0,00312	A.-P.-D.
$s_1 = 1,1215$ bei $15,2^\circ$		37,12	23,87	0,00480	0
$s_2 = 1,0984$ bei $18,0^\circ$		45,44	32,19	0,00564	
		52,30	39,05	0,00637	

Tabelle VII.



CuSO_4 ist positiver Pol, der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von Na_2SO_4 zu CuSO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	13,15	21,57	8,42	0,00190	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		29,23	16,08	0,00361	0,00132
$s_2 = 1,0962$ bei $20,8^\circ$		39,66	26,51	0,00431	
		49,32	36,17	0,00561	
		60,92	47,77	0,00625	

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
b)	14,31	22,68	8,37	0,00227	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		31,49	17,18	0,00403	0,00046
$s_2 = 1,0858$ bei $16,5^\circ$		41,12	26,81	0,00499	
		49,59	35,28	0,00580	
		61,05	46,74	0,00631	
c)	16,51	27,60	11,09	0,00286	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		36,01	19,50	0,00423	0,00031
$s_2 = 1,0778$ bei $16,5^\circ$		47,61	31,10	0,00526	
		57,12	40,61	0,00640	
d)	14,42	23,98	9,56	0,00107	A.-P.-D.
$s_1 = 1,166$ bei $16,3^\circ$		34,73	20,31	0,00156	0,00104
$s_2 = 1,0995$ bei $17,5^\circ$		42,83	28,41	0,00276	
		53,12	38,70	0,00405	
e)	14,42	23,35	8,93	0,00210	A.-P.-D.
$s_1 = 1,166$ bei $16,3^\circ$		34,28	19,86	0,00347	0,00050
$s_2 = 1,0778$ bei $16,5^\circ$		42,71	28,29	0,00446	
		53,28	38,86	0,00495	
		62,66	48,24	0,00531	

Anschliessend an die Tabelle VII möchte ich bemerken, dass Wild für die Combination $\text{CuSO}_4|\text{K}_2\text{SO}_4$ die Stromrichtung von dem letzteren Electrolyt zur Kupfervitriollösung übergehend gefunden hat, woraus sich in Anbetracht der nahen chemischen Verwandtschaft der Metalle Kalium und Natrium auch die Richtigkeit der von mir gefundenen Stromrichtung schliessen lässt. Leider ist eine genauere Vergleichung der Wild'schen Messresultate mit den meinigen nicht möglich, da Wild nicht angibt, für welche Temperaturdifferenz der Contactstellen die von ihm gefundenen Werthe der thermoelectromotorischen Kräfte gültig sind. Ferner möge hier noch erwähnt werden, dass bei allen Combinationen, bei welchen Kupfervitriollösung mit einem anderen Salz in Berührung war, die Kupfervitriollösung stets in den Bechergläsern sich befand. Bei allen anderen Zusammenstellungen war stets die specifisch leichtere Lösung in dem durch die Membranen abgeschlossenen Rohre *B* enthalten.

Tabelle VIII.

H_2SO_4 | CuSO_4
 H_2SO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von CuSO_4 zu H_2SO_4 .
 (Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	16,46	29,37	12,91	0,00194	A.-P.-D.
$s_1 = 1,046$ bei $17,0^\circ$		38,48	22,02	0,00334	0,00094
$s_2 = 1,0752$ bei 17°		48,90	32,44	0,00433	
		57,61	41,15	0,00526	
b)	16,20	25,93	9,73	0,00280	A.-P.-D.
$s_1 = 1,046$ bei 17°		28,84	12,64	0,00582	0,00038
$s_2 = 1,112$ bei $18,6^\circ$		38,55	22,35	0,00961	
		50,08	33,88	0,01112	
c)	13,18	22,67	9,49	0,00282	A.-P.-D.
$s_1 = 1,04225$ bei $14,5^\circ$		34,32	21,14	0,00424	0,00127
$s_2 = 1,1215$ bei $15,2^\circ$		41,14	27,96	0,00729	
		47,15	33,97	0,00926	
		55,55	42,37	0,01139	
d)	13,61	25,74	12,13	0,00251	A.-P.-D.
$s_1 = 1,04225$ bei $14,5^\circ$		29,75	16,14	0,00773	0,00110
$s_2 = 1,1386$ bei 19°		45,25	31,64	0,01001	
		55,17	41,56	0,01192	
e)	18,61	32,34	13,73	0,00271	A.-P.-D.
$s_1 = 1,075$ bei 19°		39,20	20,59	0,00616	0
$s_2 = 1,192$ bei 19°		49,50	30,89	0,00896	
		60,10	41,49	0,01068	

Tabelle IX.

CuSO_4 | H_2O (destillirt)
 CuSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von H_2O zu CuSO_4 .
 (Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	16,41	31,62	15,21	0,00408	A.-P.-D.
$s_1 = 1,075$ bei $17,2^\circ$		37,56	21,15	0,00453	0
$s_2 = 0,998$ bei 17°		45,48	29,07	0,00560	
		53,66	37,25	0,00693	
b)	20,49	32,18	11,69	0,00244	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		40,24	17,75	0,00376	0,00065
$s_2 = 0,998$ bei $18,2^\circ$		51,79	31,30	0,00511	
		57,24	36,75	0,00608	

Tabelle X.



CuSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von FeSO_4 zu CuSO_4 .

(Uebereinstimmend mit Wild.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
$z_1 = 1,1574$ bei $17,3^\circ$	15,36	89,52	24,16	0,00124	A.-P.-D.
$z_2 = 1,170$ bei $17,0^\circ$		49,70	34,34	0,00247	0,00134
		53,97	38,62	0,00298	

Die soeben in Tabelle X angeführte Combination $\text{CuSO}_4|\text{FeSO}_4$ liess eine eingehendere Untersuchung deshalb nicht zu, weil sich hier die Contactstellen infolge chemischer Einwirkung rasch braun färbten, und jedenfalls aus dem Ferrosulfat zum Theil Ferrisulfat gebildet wurde.

Tabelle XI.



ZnSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von Na_2SO_4 zu ZnSO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	20,07	34,48	14,41	0,00212	A.-P.-D.
$z_1 = 1,206$ bei $18,5^\circ$		44,31	24,24	0,00397	0,00198
$z_2 = 1,087$ bei $20,6^\circ$		53,88	33,81	0,00602	
b)	20,80	30,91	10,11	0,00384	A.-P.-D.
$z_1 = 1,206$ bei $18,5^\circ$		41,54	20,74	0,00648	0
$z_2 = 1,0778$ bei $19,5^\circ$		50,98	30,18	0,00815	

Tabelle XII.



H_2SO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von ZnSO_4 zu H_2SO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
$z_1 = 1,048$ bei $19,9^\circ$	16,41	31,44	15,03	0,00134	A.-P.-D.
$z_2 = 1,0646$ bei $17,2^\circ$		41,91	25,50	0,00206	0,00068
		50,92	34,51	0,00444	
		62,96	46,55	0,00664	

Tabelle XIII.

H_2O (destillirt) | ZnSO_4
 H_2O ist positiver Pol; der Strom geht also an der
 erwärmten Contactstelle von ZnSO_4 zu H_2O .
 (Wild gibt hier die entgegengesetzte Stromrichtung an.)

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
$s_1 = 0,998$ bei $17,5^\circ$	22,56	32,46	9,90	0,00064	A.-P.-D. 0,00128
$s_2 = 1,210$ bei 24°		42,69	20,13	0,00154	
		51,37	28,81	0,00261	
		60,46	37,90	0,00394	

Tabelle XIV.

H_2SO_4 | Na_2SO_4
 H_2SO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der
 erwärmten Contactstelle von Na_2SO_4 zu H_2SO_4 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
$s_1 = 1,048$ bei $19,9^\circ$	18,18	35,51	17,33	0,00284	A.-P.-D. 0,00240
$s_2 = 1,0662$ bei $20,8^\circ$		40,66	22,48	0,00448	
		49,93	31,75	0,00560	
		60,30	42,12	0,00771	

Es mögen nun ein paar Versuchsreihen zwischen Chloriden und Sulfaten desselben Metalls folgen. Die Werthe der thermoelectromotorischen Kräfte sind im allgemeinen sehr klein, nur bei der Combination $\text{CuSO}_4|\text{CuCl}_2$ ergaben sich jedenfalls infolge einer chemischen Aenderung des CuCl_2 grössere Potentialdifferenzen.

Tabelle XV.

CuSO_4 | CuCl_2
 CuSO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der
 erwärmten Contactstelle vom Chlorid zum Sulfat.

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	18,03	33,78	15,75	0,00159	A.-P.-D. 0,00143
$s_1 = 1,098$ bei $18,5^\circ$		43,91	25,88	0,00267	
$s_2 = 1,0505$ bei 20°		54,10	36,07	0,00306	
		66,78	48,75	0,00362	

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
b)	22,05	34,61	12,56	0,00105	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		51,71	29,66	0,00265	0,00208
$s_2 = 1,066$ bei $22,2^\circ$		63,51	41,46	0,00338	
c)	17,56	22,84	5,28	0,00074	A.-P.-D.
$s_1 = 1,192$ bei 19°		31,78	14,22	0,00200	0,00116
$s_2 = 1,167$ bei 22°		41,26	23,70	0,00218	
		53,08	35,52	0,00467	

Tabelle XVI.



Na_2SO_4 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle vom Chlorid zum Sulfat.

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	17,71	24,99	7,28	0,00037	A.-P.-D.
$s_1 = 1,0662$ bei $20,8^\circ$		35,54	17,83	0,00063	0
$s_2 = 1,0706$ bei $18,3^\circ$		43,62	25,91	0,00069	
		54,99	37,28	0,00098	
		64,53	46,82	0,00127	
b)	18,54	22,43	3,89	0,00005	A.-P.-D.
$s_1 = 1,087$ bei $23,6^\circ$		33,59	15,05	0,00015	0
$s_2 = 1,113$ bei 23°		43,32	24,72	0,00082	
		51,76	32,22	0,00114	

Die Tabellen XV und XVI lassen erkennen, dass bei Erwärmung der Contactstelle das Sulfat stets thermoelectrisch zum positiven Pol wird, das Chlorid zum negativen. Das gleiche Resultat ergab sich auch bei Prüfung der Combination $\text{H}_2\text{SO}_4 | \text{HCl}$. Ich unterlasse es jedoch, die Versuchsreihen für dieses Element anzuführen, da die hier mittelst der Compensationsmethode ausgeführten Messungen zwar entschieden obiges Verhalten erkennen lassen, aber im allgemeinen Verlaufe eine sehr grosse Unbeständigkeit zeigen, sodass auf grössere Werthe öfter wieder kleinere folgen, ein Umstand, den ich zum grossen Theil auf Rechnung der Anwendung der Compensationsmethode setze und ferner darauf, dass stets eine Säure mit den Electroden direct in Berührung war.

Bei den Untersuchungen über das thermoelectrische Ver-

halten von Chloriden habe ich es am zweckmässigsten gefunden, die Electroden stets mit Chlornatriumlösung in Berührung zu bringen; es ist daher bei fast allen Combinationen der eine Electrolyt Chlornatriumlösung. Bei anderen Zusammenstellungen waren bei weitem nicht so regelmässige Werthe erzielt worden; vor allem gilt dies für einige Combinationen mit CuCl_2 , solange dasselbe aussen in den Näpfen sich befand. Es bildete sich hierbei jedenfalls, da Kupferelectroden angewandt wurden, aus dem Chlorid CuCl_2 das Chlorür Cu_2Cl_2 , wodurch die Unregelmässigkeiten bedingt sind. Auch zeigte sich in diesem Falle stets, dass die Electroden mehr oder minder angegriffen waren. Bei den in der folgenden Tab. XVII angeführten Versuchen befand sich jedoch die Kupferchloridlösung stets in dem durch die Membranen verschlossenen Rohr; überdies wurde eine Kochsalzlösung von hohem Salzgehalt gewählt. Trotz der angewandten Vorsicht zeigten die anfänglichen Potentialdifferenzen meist eine beträchtliche Höhe, was leider nicht verhindert werden konnte.

Tabelle XVII.

 CuCl_2

NaCl

CuCl_2 ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu CuCl_2 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	21,59	33,93	12,34	0,00033	A.-P.-D.
$s_1 = 1,066$ bei $22,2^\circ$		52,06	30,47	0,00154	0,00419
$s_2 = 1,186$ bei 23°		62,39	40,80	0,00296	
b)	21,32	33,73	12,41	0,00080	A.-P.-D.
$s_1 = 1,104$ bei $22,8^\circ$		50,88	29,56	0,00301	0,00430
$s_2 = 1,186$ bei 23°		61,16	39,84	0,00715	
c)	21,53	37,58	16,05	0,00769	A.-P.-D.
$s_1 = 1,167$ bei 22°		54,51	32,89	0,01262	0,00339
$s_2 = 1,186$ bei 23°		62,89	41,36	0,01484	

Tabelle XVIII.

NaCl

 $(\text{NH}_4)\text{Cl}$

NaCl ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von $(\text{NH}_4)\text{Cl}$ zu NaCl.

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	22,15	33,83	11,68	0,00124	A.-P.-D.
$s_1 = 1,195$ bei 22,0°		42,92	20,77	0,00192	0,00271
$s_2 = 1,062$ bei 21,4°		53,40	31,25	0,00271	
		62,48	40,33	0,00322	
b)	22,05	33,63	11,58	0,00145	A.-P.-D.
$s_1 = 1,195$ bei 22°		53,32	31,27	0,00254	0,00164
$s_2 = 1,0792$ bei 23°		63,36	41,31	0,00357	
c)	18,60	34,55	15,95	0,00258	A.-P.-D.
$s_1 = 1,113$ bei 23°		41,70	23,10	0,00416	0,00189
$s_2 = 1,028$ bei 20,4°		51,80	33,20	0,00456	

Tabelle XIX.

 CaCl_2

NaCl

CaCl_2 ist positiver Pol; der Strom geht an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu CaCl_2 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	19,34	35,62	16,28	0,00197	A.-P.-D.
$s_1 = 1,065$ bei 21,2°		51,84	32,50	0,00409	0
$s_2 = 1,195$ bei 22,0°		61,81	42,47	0,00507	
b)	20,41	35,26	14,85	0,00134	A.-P.-D.
$s_1 = 1,0964$ bei 20,9°		51,44	31,03	0,00269	0,00059
$s_2 = 1,195$ bei 22°		60,63	40,22	0,00418	
c)	20,49	35,82	15,33	0,00030	A.-P.-D.
$s_1 = 1,122$ bei 21°		54,46	30,97	0,00104	0,00010
$s_2 = 1,195$ bei 22°		62,25	41,76	0,00178	
d)	17,45	32,18	14,73	0,00138	A.-P.-D.
$s_1 = 1,065$ bei 21,2°		45,28	27,83	0,00216	0,00012
$s_2 = 1,134$ bei 18,5°		59,31	41,86	0,00271	
		70,49	53,04	0,00379	

Tabelle XX.

 BaCl_2 NaCl

BaCl_2 ist positiver Pol; der Strom geht an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu BaCl_2 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	18,50	33,47	14,97	0,00304	A.-P.-D.
$s_1 = 1,080$ bei $18,2^\circ$		42,82	24,32	0,00543	0,00012
$s_2 = 1,195$ bei 22°		51,41	32,91	0,00681	
		63,62	45,12	0,00780	
b)	19,70	31,93	12,23	0,00109	A.-P.-D.
$s_1 = 1,110$ bei $19,8^\circ$		40,99	21,29	0,00320	0
$s_2 = 1,195$ bei 22°		52,84	33,14	0,00448	
		62,88	43,18	0,00590	
c)	19,32	32,45	13,13	0,00229	A.-P.-D.
$s_1 = 1,1605$ bei $19,2^\circ$		41,37	22,05	0,00409	0
$s_2 = 1,180$ bei 18°		50,01	30,69	0,00558	
		61,56	42,24	0,00793	

Tabelle XXI.

 SrCl_2 NaCl

SrCl_2 ist positiver Pol; der Strom geht an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu SrCl_2 .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	18,50	32,21	13,71	0,00172	A.-P.-D.
$s_1 = 1,068$ bei $18,8^\circ$		41,42	22,92	0,00352	0,00069
$s_2 = 1,192$ bei $20,6^\circ$		49,72	31,22	0,00451	
		60,47	41,97	0,00665	
b)	18,28	32,97	14,69	0,00066	A.-P.-D.
$s_1 = 1,1205$ bei $18,3^\circ$		41,57	23,29	0,00213	0
$s_2 = 1,192$ bei $20,6^\circ$		50,47	32,19	0,00370	
		61,02	42,74	0,00493	
c)	17,66	32,19	14,53	0,00053	A.-P.-D.
$s_1 = 1,174$ bei $20,4^\circ$		42,95	25,29	0,00268	0,00026
$s_2 = 1,192$ bei $20,6^\circ$		52,16	34,50	0,00342	
		61,42	43,76	0,00461	

Tabelle XXII.

HCl

NaCl

HCl ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu HCl.

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
a)	19,41	34,22	14,81	0,00289	A.-P.-D.
$s_1 = 1,048$ bei 20°		41,27	21,86	0,00592	0,00023
$s_2 = 1,192$ bei $20,6^\circ$		50,41	31,00	0,00901	
		60,25	40,84	0,00986	
b)	18,50	32,86	14,36	0,00146	A.-P.-D.
$s_1 = 1,061$ bei 20°		42,99	24,49	0,00450	0
$s_2 = 1,192$ bei $20,6^\circ$		50,57	32,07	0,00641	
		61,77	43,27	0,00837	

Tabelle XXIII.

 H_2O (destillirt)

NaCl

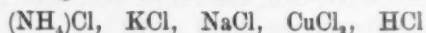
H_2O ist positiver Pol; der Strom geht also an der erwärmten Contactstelle von NaCl zu H_2O .

	t	T	$T - t$	E	Bemerkungen
$s_1 = 0,998$ bei $17,3^\circ$	18,39	32,53	14,14	0,00122	A.-P.-D.
$s_2 = 1,192$ bei 22°		40,34	21,95	0,00248	0
		50,78	32,39	0,00338	
		61,52	43,13	0,00426	

Bei einer Reihe von anderen Combinationen muss ich mich auf eine Mittheilung über die Richtung des entstehenden Thermostromes beschränken; ich habe dieselben nämlich mittelst der Compensationsmethode untersucht und dabei meistens grosse Unregelmässigkeiten in den Werthen der electromotorischen Kräfte gefunden. Jedoch lassen die gemessenen Grössen im allgemeinen eine Zunahme der thermoelectromotorischen Kräfte mit einer Zunahme der Temperaturdifferenz deutlich erkennen. Dieses Verhalten habe ich auch stets bei der Abkühlung der erwärmten Contactstelle bestätigt gefunden, wobei ich nicht mehr die thermoelectromotorischen Kräfte mittelst der Compensationsmethode ermittelte, sondern das Flüssigkeitsthermoelement unmittelbar in den Stromkreis meines Galvanometers einschaltete und

so von Zeit zu Zeit durch einen kurz dauernden Stromschluss die Stromstärke des Thermoelementes notirte.

Die in Frage stehenden Salze sind in der Reihe:



so angeordnet, dass in irgend einer Combination aus zweien dieser Salze stets ein Thermostrom in der Richtung vom links zum rechts stehenden Salze entsteht, dass also HCl in Berührung mit allen übrigen in thermoelectrischer Hinsicht als positiver Pol erscheint.

Resultate.

Wenn nun auch die in obigen Tabellen gegebenen Grössen jedenfalls nur angenäherte, innerhalb beträchtlicher Grenzen variirende Werthe der wahren thermoelectrischen Kräfte zwischen den betrachteten Electrolyten sind, da ja nicht einmal zwei Versuche selbst bei Anwendung der peinlichsten Sorgfalt unter genau den gleichen begleitenden Umständen ausgeführt werden, und bei jeder Messung andere Einflüsse sich geltend machen können, so geben dieselben wenigstens einen ungefähren Begriff von der Grösse der in Rede stehenden electricischen Erregungen. Man darf daher auch zwischen den Resultaten verschiedener Experimentatoren keine sehr grosse Uebereinstimmung erwarten, denn es werden sich in einem gegebenen Falle nicht einmal alle störenden Einflüsse aufzählen, geschweige denn die dadurch verursachten Abweichungen vom wahren Werthe messend verfolgen lassen.

Nichtsdestoweniger wird man aus vorstehenden Messungen eine Reihe von Schlüssen ziehen können, bei denen es weniger auf die absoluten, als auf die relativen Grössen der thermoelectromotorischen Kräfte ankommt, und die nun zum Schlusse in Kürze zusammengestellt werden sollen. Wegen der besseren Uebersichtlichkeit habe ich für sämtliche Combinationen nach dem schon oben angeführten Princip Curven construirt, von denen einige auf der beigegebenen Tafel sich verzeichnet finden. Eine allenfallsige anfängliche Potentialdifferenz habe ich bei Zeichnung dieser Curven stets

ausser Acht gelassen, weil dadurch blos eine Parallelverschiebung der betreffenden Curve bedingt und die Uebersichtlichkeit beträchtlich erschwert wird. Für die als Abscissen gewählten Temperaturdifferenzen sind die $\frac{1}{10}$ Grade, bei den die electromotorischen Kräfte repräsentirenden Ordinaten die $\frac{1}{100000}$ Volt nur schätzungsweise eingetragen.

Auf Grund vorstehender Untersuchungen lassen sich also folgende Sätze aufstellen:

1. Die thermoelectromotorische Kraft eines aus zwei Electrolyten gebildeten Thermoelementes wächst mit der Zunahme der Temperaturdifferenz der Contactstellen.

2. In gleicher Weise nimmt die thermoelectromotorische Kraft wieder ab, wenn die Temperaturdifferenz der Contactstellen sich vermindert.

Hierzu sei bemerkt, dass die bei Abkühlung der erwärmten Contactstelle erhaltenen Potentialdifferenzen stets sehr gut mit den bei Erwärmung ermittelten übereinstimmen. Aus diesem Grunde habe ich es auch unterlassen, diesbezügliche Versuchsreihen anzuführen.

3. Diese durch Erwärmung hervorgerufene Potentialdifferenz ist im allgemeinen dem Temperaturunterschiede der Berührungsstellen nur annähernd proportional.

Dies ist daraus zu ersehen, dass die Curven (cf. Figurentafel) zwar von einer in ihrem Anfangspunkt gezogenen Tangente oder von einer ihre Endpunkte verbindenden Sehne abweichen, dass aber diese Abweichungen meist nicht sehr bedeutend sind.

4. Es scheint für jede der in Berührung gebrachten Lösungen eine Concentration zu existiren, bei welcher in der That diese Proportionalität der thermoelectromotorischen Kraft mit der Temperaturdifferenz der Contactstellen stattfindet.

Zu diesem Schlusse glaube ich deshalb berechtigt zu sein, weil sich die gefundenen Curven öfter durchschneiden, ein Fall, der bei der Combination $\text{NaCl}|\text{NH}_4\text{Cl}$ (cf. a) u. b) Fig. 10) am deutlichsten auftritt, sich aber auch für $\text{NaCl}|\text{CaCl}_2$,

$\text{NaCl}|\text{BaCl}_2$, $\text{NaCl}|\text{SrCl}_2$ (Fig. 8_a, 7_c, 9_a), für $\text{CuSO}_4|\text{Na}_2\text{SO}_4$ und $\text{CuSO}_4|\text{H}_2\text{SO}_4$ (Fig. 6_a, 5_a) unzweifelhaft erkennen lässt, ja für einige dieser Combinationen schon nahezu erreicht ist. Letztere Bemerkung trifft z. B. zu für das Thermoelement $\text{NaCl}|\text{BaCl}_2$ und für $\text{NaCl}|\text{CaCl}_2$.

5. Die thermoelectromotorische Kraft der meisten Combinationen nimmt im allgemeinen zu, wenn der Salzgehalt eines der Electrolyten abnimmt.

So bewirkt in der Combination $\text{CuSO}_4|\text{Na}_2\text{SO}_4$ und $\text{ZnSO}_4|\text{Na}_2\text{SO}_4$ die Abnahme des Gehaltes an Na_2SO_4 eine Zunahme der electromotorischen Kraft; ebenso bedingt die Verminderung des Gehaltes an CaCl_2 , BaCl_2 , SrCl_2 und HCl ein Wachsen der Potentialdifferenz bei Berührung mit Chlornatriumlösung von gleichbleibendem Concentrationsgrade. Dieses Verhalten lässt sich durch Betrachtung der diesbezüglichen Curven ohne Mühe erkennen.

6. Die thermoelectromotorische Kraft wächst dagegen mit Zunahme des Salzgehaltes eines der Electrolyten bei den Combinationen $\text{H}_2\text{SO}_4|\text{CuSO}_4$, $\text{CuSO}_4|\text{CuCl}_2$, $\text{Na}_2\text{SO}_4|\text{NaCl}$, $\text{NaCl}|\text{CuCl}_2$, $\text{NaCl}|\text{(NH}_4\text{)Cl}$, und zwar gilt dies in der angeführten Reihe stets für den zweiten Electrolyten.

7. Bei Berührung eines Sulfates mit einem Chloride desselben Metalles wird stets das Sulfat in thermoelectrischer Hinsicht zum positiven Pol; dasselbe gilt auch für das Thermoelement $\text{H}_2\text{SO}_4|\text{HCl}$.

8. Die Chloride der alkalischen Erden CaCl_2 , BaCl_2 , SrCl_2 geben in Berührung mit Ammonium- oder Kalium- oder Natriumchlorid stets einen Strom vom letzteren zum Chlorid der alkalischen Erde.

Als Beweis für die Richtigkeit der von mir gefundenen Stromrichtung möge noch angeführt werden, dass Schultz-Sellack¹⁾ ebenfalls bei dem Flüssigkeitsthermoelement

1) Schultz-Sellack, Pogg. Ann. 141. p. 467—469. 1870.

$\text{CaCl}_2 | (\text{NH}_4)\text{Cl}$ einen von $(\text{NH}_4)\text{Cl}$ zu CaCl_2 gerichteten Thermostrom beobachtet hat.

9. Im allgemeinen ist die thermoelectrische Erregung zwischen zwei Electrolyten von dem gleichen Sinne wie die electrische Erregung durch blossen Contact.

Diesen Satz habe ich auf Grund einer Vergleichung meiner Resultate mit den für die Contacterregung zwischen Flüssigkeiten gültigen Sätzen gewonnen, die von Fechner¹⁾, Wild²⁾, Schmidt³⁾ und in neuester Zeit von Kittler⁴⁾ aufgestellt worden sind.

10. Der Sinn der thermoelectrischen Erregung zwischen Salzen derselben Säure ist der gleiche, wie bei der einfachen Contacterregung der in den Salzen enthaltenen Metalle.

11. Die von mir untersuchten Chloride lassen sich zu einer Reihe ordnen, sodass der Thermostrom immer von der linken zur rechts stehenden Salzlösung gerichtet ist, wenn Chlornatriumlösung stets den einen der beiden Electrolyten bildet. Diese Reihe ist:

$(\text{NH}_4)\text{Cl}$, KCl , NaCl , CaCl_2 , BaCl_2 , SrCl_2 , CuCl_2 , HCl .

Dabei möchte ich jedoch bemerken, dass diese Anordnung, wie schon oben erwähnt, für jede Combination von irgend zwei Electrolyten gilt, wenn CaCl_2 , BaCl_2 , SrCl_2 aus der Reihe fortgelassen werden. Ich habe zwar zwischen letzteren Salzen sowohl untereinander als in Berührung mit CuCl_2 , resp. HCl ebenfalls Versuche angestellt, habe aber nicht zu befriedigenden Resultaten kommen können, da die Electroden sich dabei stets in ihrem Aussehen verändert zeigten, und infolge dessen keine constante anfängliche Einstellung erreicht werden konnte.

1) Fechner, Pogg. Ann. 48. p. 1 u. 225. 1839.

2) Wild, l. c. p. 383.

3) Schmidt, Pogg. Ann. 109. p. 106. 1860.

4) Kittler, l. c. p. 130. 1881.

Meinem hochverehrten Lehrer, dem verstorbenen Hrn. Prof. Dr. v. Beetz, bin ich für die vielfache Anregung und Unterstützung mit Rath und That, die er mir bei vorstehenden Untersuchungen in zuvorkommenster Weise zu Theil werden liess, zu herzlichstem Danke verpflichtet.

München, im Januar 1886.

V. Ueber die Electricitätsleitung von Metallpulvern; von F. Auerbach.

(Hierzu Taf. V Fig. 5.)

Zur Frage der Electricitätsleitung von Metallpulvern ist kürzlich eine Abhandlung des Hrn. Calzecchi-Onesti¹⁾ erschienen, in welcher im Anschlusse an Versuche, die mit Feilspänen verschiedener Metalle angestellt wurden, eine Reihe von Sätzen aufgeführt wird, die das electrische Verhalten derartiger Körper charakterisiren. Der erste und fundamentalste dieser Sätze besagt, dass Metallpulver den electrischen Strom leiten, falls die Dichtigkeit ihrer räumlichen Vertheilung grösser als eine gewisse ist, dass sie dies aber nicht thun, falls ihre Dichtigkeit eine geringere ist. Da dieser Satz mit unseren Vorstellungen von dem Wesen der electrischen Stromleitung schwer vereinbar ist, mit Versuchen aber, welche ich früher gelegentlich über diese Frage angestellt, jedoch damals nicht bekannt gemacht hatte, sogar in directem Widerspruche steht, so habe ich jene Versuche neuerdings wieder aufgenommen und bin noch damit beschäftigt, sie in verschiedenen Richtungen fortzuführen. Da es mir indess angezeigt erscheint, die zahlreichen, hierbei in Betracht kommenden Erscheinungen soweit wie möglich auseinander zu halten, so beschränke ich mich in der vorliegenden Mittheilung auf die Beantwortung der Frage: Gibt es in der That für Metallpulver eine „kritische Dichtigkeit“, oberhalb deren sie den constanten Strom einer galvanischen

1) Calzechi-Onesti, N. Cim. (3) 16. p. 58. 1884.

Batterie leiten, während sie dies unterhalb desselben nicht thun?

Diese Frage wird, wie gleich vornweg bemerkt werden mag, durch meine Versuche verneint. In Röhren eingeschlossene Metallpulver leiten den Strom bei jeder Dichtigkeit, bei welcher sie sich überhaupt annähernd gleichförmig vertheilen lassen, und der Leitungswiderstand ist eine mit abnehmender Dichtigkeit völlig stetig wachsende Grösse.

Die Versuche wurden mit einem als Wheatstone'sche Brücke dienenden Siemens'schen Widerstandskasten und einem oder zwei Chromsäure- oder anderen Elementen ausgeführt, als Messapparat diente ein Deprez'sches Galvanometer mit stehendem Magnet und schwingender Drahtspirale, zur Aufnahme der Pulver Glasröhren von verschiedenen Längen und Durchmessern. Die die Enden der Röhren schliessenden Korke waren central durchbohrt, um die kupfernen Stäben durchzulassen, welche an ihren inneren Enden kleine, dem Röhrenquerschnitt angepasste kupferne Kolben trugen und sowohl zur Einstellung dieser Kolben, als auch zur Fortleitung des Stromes dienten. Die Metallpulver wurden zunächst lose eingefüllt, die dichteren Zustände aber auf verschiedene Weise erzeugt, nämlich durch Pressen im Ganzen, durch Pressen einzelner, nach und nach eingefüllter Schichten, durch Stopfen, durch Klopfen der Röhre und endlich durch Hämmern. Die Verschiedenheit dieser Methoden erwies sich als nicht einflusslos auf die Grösse des bei gleicher Dichtigkeit gemessenen Widerstandes, offenbar deshalb nicht, weil jene verschiedenen Methoden einen verschiedenen Grad von Gleichförmigkeit der Vertheilung herstellen, sodass bei gleichem Durchschnittswerthe der Dichtigkeit doch ihr Maximal- und Minimalwerth an einzelnen Stellen verschieden ausfällt, was auf den electrischen Leitungswiderstand in der That nicht ohne Einfluss sein kann. Es lässt sich sogar in Bezug hierauf ein ganz allgemeiner Satz von Interesse aufstellen, welcher für die Verwerthung der Methoden und der von ihnen gelieferten Zahlen selbst wieder von Bedeutung ist. Dieser Satz lautet:

Unter verschiedenen Pulvern eines und des-

d. h. seine Dichtigkeit, bezogen auf diejenige des consistenten Silbers als Einheit. Dieselbe bewegt sich, wie man sieht, zwischen den Grenzen 0,1 und 0,5, über welche hinauszugehen unter den obwaltenden Umständen nur selten gelang.

λ (zweite Spalte) den relativen Leitungswiderstand, d. h. ebenfalls den Widerstand, bezogen auf denjenigen des consistenten Silbers als Einheit. Für diese Einheit wurde hierbei der Werth $\frac{1}{58}$, bezogen auf Quecksilber, angenommen, für die Dichtigkeit wurde die Zahl 10,45 zu Grunde gelegt.

δ	λ	$\log \lambda$	$\delta \log \lambda$	$\frac{\log \lambda}{-\log \delta}$	a) $\frac{\log \lambda}{0,2 - \delta}$	b) $\frac{\log \lambda}{1 - \delta}$
0,070	72 700 000 000	10,86	0,76	9,4	83	—
0,074	21 500 000 000	10,33	0,77	9,2	82	—
0,077	14 800 000 000	10,17	0,78	9,2	83	—
0,084	3 480 000 000	9,54	0,80	8,9	82	—
0,091	1 200 000 000	9,08	0,83	8,7	83	—
0,097	269 000 000	8,43	0,82	8,3	82	—
0,104	82 700 000	7,92	0,82	8,1	82	—
0,116	12 400 000	7,09	0,82	7,7	84	—
0,122	5 280 000	6,72	0,82	7,7	86	—
0,132	1 280 000	6,11	0,80	7,0	89	7,0
0,146	185 500	5,22	0,76	6,2	97	6,1
0,153	79 800	4,90	0,75	6,0	—	5,6
0,172	40 500	4,61	0,79	6,0	—	5,5
0,204	14 840	4,17	0,84	6,0	—	5,2
0,239	9 840	3,99	0,95	6,4	—	5,3
0,276	8 650	3,94	1,12	7,0	—	5,4
0,301	5 720	3,76	1,13	7,2	—	5,4
0,314	5 035	3,70	1,15	7,3	—	5,4
0,341	3 030	3,48	1,19	7,4	—	5,3
0,375	1 585	3,20	1,20	7,5	—	5,2
0,400	1 202	3,08	1,23	7,7	—	5,1
0,429	831	2,92	1,25	7,9	—	5,1
0,440	708	2,85	1,26	8,0	—	5,1
0,464	525	2,72	1,26	8,1	—	5,1
0,479	468	2,67	1,28	8,3	—	5,2

In der dritten Spalte ist der $\log \lambda$ angegeben, und zwar zu einem doppelten Zweck. Zunächst deshalb, weil eine graphische Darstellung der Werthe von λ selbst, in ihrer Abhängigkeit von δ , unmöglich wäre; es würden entweder die Details für kleine λ in der Curve nicht ersichtlich werden, oder, bei grösserem Maassstabe, die Theile derselben für grosse λ nicht Platz finden. Es ist deshalb in der bei-

gegebenen Fig. 5 statt λ der Logarithmus dieser Grösse dargestellt. Zweitens dient die Angabe von $\log \lambda$ als Grundlage für die in den drei folgenden Spalten angegebenen Grössen, deren Zweck es ist, für die Beziehung zwischen λ und δ empirische Formeln und Gesetze ausfindig zu machen. Von diesen letzten drei Spalten wird weiter unten die Rede sein.

Diese Tabelle zeigt, dass mit abnehmendem δ der Leitungswiderstand λ ganz kolossal wächst; und wenn dieses Wachsthum überhaupt mit einer Potenz von δ umgekehrt proportional sein sollte, so müsste diese Potenz, wie von vornherein klar ist, eine sehr beträchtliche sein. Setzt man nun, um dies zu prüfen:

$$\lambda = \frac{1}{\delta^n}, \quad \text{also} \quad n = \frac{\log \lambda}{-\log \delta},$$

so bekommt man für n die in der fünften Spalte der Tabelle angegebenen Werthe. Dieselben bewegen sich zwischen den Grenzen 6,0 und 9,4 und ergeben einen Mittelwerth von 7,6, sodass man sagen kann: Der Widerstand des Silberpulvers ist im Mittel der 7,6. Potenz seiner Dichtigkeit umgekehrt proportional. Bei zwei anderen Versuchsreihen von annähernd gleicher Ausdehnung waren die entsprechenden Ziffern 7,6 und 7,8. Indessen sind die Abweichungen der Einzelwerthe von diesem Mittel doch recht bedeutend, und namentlich sind sie viel zu gesetzmässig vertheilt, als dass dies einem Zufall zugeschrieben werden könnte. Die Werthe von n nehmen nämlich, von der kleinsten Dichtigkeit ausgehend, bis zu $\delta = 0,153$ regelmässig ab, sind dann bis zu $\delta = 0,204$ constant und nehmen von hier ab regelmässig zu. Ueber dieses Verhalten gibt die hier gewählte Darstellung keine Aufklärung.

Dasselbe gilt von der in der vierten Spalte benutzten Formel:

$$\delta \log \lambda = \text{const.} \quad \text{also} \quad \lambda = e^{\frac{\text{const.} \times 2,3}{\delta}}.$$

Auch hier bewegen sich die Werthe der Constanten nur zwischen verhältnissmässig engen Grenzen, 0,75 und 1,28. Aber der Gang der Abweichungen von dem Mittelwerthe

ist auch hier ein ganz gesetzmässiger: für $\delta < 0,2$ liegen die Werthe unterhalb, für $\delta > 0,2$ oberhalb des Mittelwerthes. In der That weicht die in der Figur gegebene Curve für $\log \lambda$ von einer gleichseitigen Hyperbel schon für den Augenschein wesentlich ab, und die Darstellung mit Hülfe einer nicht-gleichseitigen Hyperbel würde zu viel zu verwickelten und für das tiefere Verständniss der vorliegenden Erscheinungen unbrauchbaren Formeln führen.

Wohl aber verdient der Umstand Beachtung, dass die in Rede stehende Curve allerdings jene zwei geradlinigen Zweige besitzt, welche der Hyperbel eigenthümlich sind, und dass diese beiden Zweige den allergrössten Theil der gesammten Curve bilden. In der That liegen alle Werthe von $\log \lambda$ zwischen $\delta = 0,07$ und $\delta = 0,132$ auf einer geraden Linie; und alle Werthe von $\log \lambda$ zwischen $\delta = 0,153$ und $\delta = 0,479$ auf einer zweiten geraden Linie, sodass nur ein einziger der direct beobachteten Werthe, nämlich der für $\delta = 0,146$, keiner dieser beiden geraden Linien angehört, sondern gewissermassen den Uebergang zwischen ihnen bildet. Verlängert man nun die erstere, steilere der beiden Geraden, so findet man, dass sie die Abscissenaxe bei $\delta = 0,2$ trifft; ihre Gleichung ist also:

$$\frac{\log \lambda}{0,2 - \delta} = \text{const.} = 83.$$

Die andere, weniger steile Gerade aber trifft die Abscissenaxe erst in einem dem Beobachtungsbereiche sehr fernen Punkte, und dieser Punkt ist mit grosser Genauigkeit der Punkt $\delta = 1$. Die Gleichung dieser Geraden lautet also:

$$\frac{\log \lambda}{1 - \delta} = \text{const.} = 5,3.$$

Geht man von den gemeinen zu den natürlichen Logarithmen und von diesen zu den Grössen selbst über, so findet man demgemäss:

$$\begin{array}{ll} \text{für den ersten Zweig} & \lambda = e^{191(0,2 - \delta)}, \\ \text{„ „ zweiten „} & \lambda = e^{12,2(1 - \delta)}. \end{array}$$

Betrachten wir diesen letzteren zuerst, und nennen wir $1 - \delta$ die „Verdünnung“ des Pulvers, so finden wir den

Satz: Wenn die Verdünnung eines Silberpulvers in arithmetischer Progression wächst, so steigt sein Leitungswiderstand in geometrischer Progression. Und zwar gilt dieser Satz in dem weitaus grössten Theile des Bereiches, in welchem δ variiren kann; er gilt von $\delta=1$ bis herab zu $\delta=0,2$. Von nun an wird das Verhalten aber so rasch ein anderes, dass man fast von einer plötzlichen Aenderung desselben reden darf. Der Widerstand wächst nämlich von nun an in steigendem Maasse, und nach einem, wie gesagt, sehr kurzen Verbindungsbereiche, wächst er wieder geometrisch, wenn eine gewisse Grösse arithmetrisch zunimmt; aber erstens ist der Proportionalitätsfactor mehr als fünfzehnmal so gross, und zweitens ist jene gewisse Grösse nicht mehr die „Verdünnung“, sondern eine Grösse, die aus der Dichtigkeit $\delta=0,2$ in genau derselben Weise gebildet ist, wie die „Verdünnung“ aus der Grösse $\delta=1$. Man kann sich also das Verhalten so vorstellen, als ob das Silberpulver, nachdem es von seiner natürlichen Dichtigkeit bis auf deren fünften Theil zerstreut worden ist, nunmehr sich in einen ganz neuen Körper verwandelte, dessen natürliche Dichtigkeit gleich ein Fünftel ist, und dessen Widerstand bei fortschreitender Zerstreuung nach demselben Gesetze, nur viel rascher, steigt wie der des ursprünglichen Körpers.

Hier zeigt sich denn auch die Berührung meiner Versuche mit denen des Hrn. Calzecchi-Onesti. Zwar gibt es keinen Punkt, wo das Silberpulver aufhörte zu leiten, wenigstens nicht oberhalb $\delta=0,07$; aber es gibt doch einen Punkt, wo das Gesetz und die Grösse des Widerstandes so rasch sich ändern, dass ohne messende Versuche und exacte Widerstandsbestimmungen — und solche hat Hr. Calzecchi-Onesti nicht angestellt — der obige Schluss aus den qualitativen Erscheinungen gezogen werden kann. Für Silberpulver hat nun allerdings der genannte Physiker keine Beobachtung mitgetheilt; das hier ermittelte Verhalten kehrt indess bei allen von mir untersuchten Metallpulvern in genau entsprechender Weise wieder. Auch liegt überall der Werth von δ , wo die Aenderung des Verhaltens eintritt, zwischen ein Fünftel und ein Halb, also zwischen denselben Grenzen,

zwischen denen bei Hrn. Calzecchi-Onesti die Leitungsfähigkeit überhaupt aufhört; nur dass die einzelnen Werthe bei ihm und mir wegen der verschiedenen Feinheit des Korns nicht völlig übereinstimmen.

Bei mehrfach benutzten Pulvern verläuft die Widerstandscurve nicht nur, wie schon erwähnt, höher, sondern auch weniger plötzlich gebrochen; die gerade Linie für kleine Dichtigkeiten ist hier nämlich weniger steil, als bei frischen Pulvern, die andere gerade Linie ist steiler; das Knie liegt also höher und nimmt überdies einen grösseren Raum ein. Dazu kommt noch eins. Bei schon gebrauchten Pulvern erweist sich die Dichtigkeit unter sonst gleicher Behandlung stets als grösser, im Vergleich mit frischen Pulvern, und zwar auch, wenn nochmals gesiebt worden ist. Die Dichtigkeit 0,07 z. B. lässt sich hier gar nicht herstellen, ohne dass sich Löcher bilden, andererseits kommt man durch Pressen und Hämmern über 0,5 hinaus, also weiter, als bei frischen Pulvern. Es fehlen also offenbar entweder die in den frischen Pulvern enthaltenen, durch jedes der benutzten Siebe hindurchgehenden Körner; oder die grösseren, welche dort nicht mehr hindurchgingen, sind hier dichter und kleiner geworden; wahrscheinlich vereinigen sich beide Einflüsse zu der in Rede stehenden Wirkung. Die Folge davon ist die, dass die Widerstandscurve eines gebrauchten Pulvers gegen diejenige eines frischen nach rechts verrückt erscheint, mit ihr also auch das Knie. Das Knie liegt also höher, weiter rechts und ist flacher. Hierauf bezieht sich die unterbrochene Curve in der Figur.

Mit diesem Umstande muss man, um zu einem wenigstens vorläufigen Verständniss der Erscheinung zu gelangen, einen anderen, der sich auf die Vorgänge bei frischen Pulvern bezieht, zusammenhalten. Wie nämlich schon eingangs erwähnt wurde, kann man die Compression des Pulvers auf verschiedene Weise bewerkstelligen. Ja, man muss sogar bei einer und derselben Versuchsreihe mindestens zwei dieser Methoden nach einander anwenden, weil eine einzelne sich nicht für das ganze Gebiet eignet. Die letzten und stärksten Verdichtungen lassen sich nur durch Hämmern erzielen.

Wollte man nun sofort, nachdem das Pulver in die Röhre gefüllt ist, damit beginnen, d. h. einen minimalen Hammerschlag ausführen und, diesen immer mehr verstärkend, die ganze Reihe so durchführen, so würde man zwar denselben Anfangswerth und denselben Endwerth des Widerstandes erhalten, die Zwischenwerthe aber würden, wegen der plötzlichen und ungleichmässigen Wirkung des Hammerschlages, gemäss den oben angestellten Betrachtungen viel zu gross werden. Der Versuch hat ergeben, dass dies nicht nur in der That der Fall ist, sondern dass man auf diese Weise durch Verbindung der Widerstandspunkte fast genau eine gerade Linie erhält (siehe die wellige Curve in der Figur). Beginnt man andererseits die Verdichtung auf dem Wege des Klopfens, welches den Theilchen die grösste Bewegungs- und Anordnungsfreiheit gestattet, und deshalb zu den bei gleicher Dichtigkeit kleinsten Widerstandswerthen führt, so kommt man nach einer Anzahl von Verdichtungen zu einem Punkte, wo weiteres Klopfen keine Wirkung mehr hervorbringt, wo man also zu hämmern anfangen muss. Dieser Punkt fällt sehr nahe in die Gegend des Knies. Hieraus ist der Schluss zu ziehen, dass, wenn man durch fortgesetztes Zusammenklopfen consistentes Silber von der natürlichen Dichtigkeit erhalten könnte, dieses einen viel kleineren Widerstand haben würde, als gehämmertes Silber.

Im Zusammenhange hiermit steht vielleicht die Thatsache, dass, wie Matthiessen festgestellt hat, gehämmertes Silber einen grösseren Widerstand hat als weiches, obgleich seine Dichtigkeit grösser ist. Die letztere ist, bezogen auf diejenige weichen (gegossenen) Silbers, etwa gleich 1,006. Der Widerstand müsste also, dem letzten Theile unserer Curve gemäss, etwa gleich 0,91 von demjenigen des weichen Silbers betragen; die von Matthiessen beobachtete Zahl ist aber gleich 1,08; es besteht also infolge des verschiedenen Verhaltens weichen und harten Metalles eine Differenz des Widerstandes von etwa 17 Proc. Hiernach ist es durchaus verständlich, wenn diese Differenz in zerstreutem Zustande des Metalles ganz beträchtlich wird, und wenn beim Zu-

sammenklopfen von Silberpulver der Widerstand in viel stärkerem Grade abnimmt, als beim Zusammenpressen oder Hämmern.

Indessen sollen diese theoretischen Erörterungen erst fortgesetzt werden, nachdem der experimentelle Theil der Untersuchung nach zwei verschiedenen Richtungen Fortsetzungen erfahren hat: einerseits in der Richtung auf die Vergleichung verschiedener Metalle, andererseits in der Richtung auf die Einflüsse der Temperatur. In ersterer Hinsicht ergeben sich, wie schon hier bemerkt werden möge, zwar qualitativ analoge, quantitativ aber überaus verschiedene Resultate, sodass das Verhalten, welches ein Metall bei fortschreitender Zerstreung dem Strome gegenüber zeigt, gewissermassen zu einer neuen specifischen Constante dieses Metalles führt, um deren etwaige Beziehung zu den bisher bekannten Constanten desselben Metalles es sich dann im weiteren handeln würde. In Bezug auf den Einfluss der Temperatur liegen mir erst wenige Versuchsreihen vor; aber schon aus diesen ergibt sich, dass, je nach den Umständen, der Leitungswiderstand mit wachsender Temperatur wächst oder fällt.

Breslau, 31. Mai 1886.

VI. Ueber eine neue Methode zur Bestimmung der verticalen Intensität eines magnetischen Feldes; von R. Krüger.

(Hierzu Taf. V Fig. 6.)

Die zur Messung der verticalen Intensität eines magnetischen Feldes bisher angewandten Methoden beruhen auf der electromotorischen Wirkung, welche dasselbe auf eine um eine horizontale Axe drehbare Spirale ausübt. Wird die Spirale ausserdem noch um eine verticale Axe gedreht, so ergibt sich aus dem Verhältniss der bei beiden Drehungen inducirten Ströme die Neigung der magnetischen Kraftlinien

gegen den Horizont. Wird hingegen der bei einer Drehung um eine horizontale Axe inducirte Strom nach absolutem Maasse mit einem Galvanometer gemessen, so ergibt sich aus dem Inhalt der von den Windungen der Spirale umschlossenen Fläche und aus dem absoluten Widerstand des von der Spirale und dem Galvanometer gebildeten Kreises die verticale Intensität des Feldes. Bei einem Felde von geringer Ausdehnung muss die Drehung durch eine Parallelverschiebung der Spirale in ihrer Ebene ersetzt werden. In jedem Falle ist die Bestimmung einer verticalen Intensität mit diesen Hilfsmitteln eine schwierige und zeitraubende Arbeit.

Dem gegenüber bietet sich in der von Hrn. Prof. Riecke¹⁾ untersuchten Ablenkung, welche eine an einem verticalen Drahte in horizontaler Stellung in einem mit Kupfervitriollösung gefülltem Gefässe schwebende Scheibe erleidet, sobald sie in radialer Richtung von einem Strome durchflossen wird, ein sehr bequemes Mittel zur Bestimmung der jene Ablenkung erzeugenden verticalen magnetischen Kraft.

Um die Leistungsfähigkeit der hierauf sich gründenden Methode einer experimentellen Prüfung zu unterwerfen, wurde sie angewandt zur Bestimmung der Verticalintensität des Erdmagnetismus, resp. der magnetischen Inclination.

Es ergab sich für die Verticalintensität der Werth:

$$V = 2,2903 \times T,$$

wo T die Horizontalintensität bezeichnet. Gleichzeitig folgte aus Beobachtungen mit dem Erdinductor:

$$V = 2,2899 \times T,$$

während sich die Verticalintensität, mit Hülfe der von Hrn. Prof. K. Schering²⁾ gegebenen Variationsformel reducirt, stellen würde auf:

$$V = 2,2895 \times T.$$

Setzt man im Mittel:

$$V = 2,2899 \times T,$$

so würde die Abweichung des mit der Drehwage bestimmten Werthes von diesem Mittelwerthe ¹/₅₇₀₀ betragen.

1) Riecke, Wied. Ann. 13. p. 198. 1881.

2) K. Schering, Gött. Nachr. 1882. p. 388.

Die Beobachtungen, aus welchen dieses Resultat abgeleitet ist, sollen im Folgenden mitgetheilt werden.

In den Kreis des die electrodynamische Drehwage durchfliessenden Stromes wurde das Bifilargalvanometer, welches des näheren von Hrn. Prof. F. Kohlrausch¹⁾ beschrieben ist, eingeschaltet. Die durch den Strom i hervorgerufenen Ablenkungen beider Instrumente aus ihren Gleichgewichtslagen gaben ein Maass für die Producte iT und iV , wo unter T und V die oben bestimmten Grössen verstanden sind, und durch Combination beider Producte den Winkel der Inclination an dem betreffenden Orte. Die Art der Verbindung ergibt sich aus der Figur.

Bezeichnet man mit F die Windungsfläche des Bifilargalvanometers, mit D_1 die Directionskraft der Aufhängungsdrähte und mit Φ den Winkel, um welchen die Ebene der Windungen durch den Strom aus dem magnetischen Meridian herausgedreht wird, so gilt für das Bifilargalvanometer folgende Beziehung:

$$iFT \cos \Phi = D_1 \sin \Phi, \quad iT = \frac{D_1}{F} \operatorname{tg} \Phi.$$

Wird die Drehung mit Spiegel und Scala beobachtet, ist N der Scalenausschlag und R die Entfernung von Spiegel und Scala, so geht der obige Ausdruck durch Entwicklung von $\operatorname{tg} \Phi$ nach Potenzen von $N/2R$ über in:

$$iT = \frac{D_1}{F} \frac{N \left[1 - \left(\frac{N}{2R} \right)^2 + 2 \left(\frac{N}{2R} \right)^4 \right]}{2R}.$$

Die Windungsfläche des aufgehängten Solenoids ist früher von Hrn. Prof. F. Kohlrausch¹⁾ durch geometrische Ausmessung der Dimensionen zu:

$$F = 29\,774\,300 \text{ qmm}$$

bestimmt worden. Bei der jetzigen Wiederholung der Messung wurde anfangs derselbe Weg eingeschlagen. Es zeigte sich jedoch, dass in der Länge der Zeit eine so grosse Deformation der Spiralenform eingetreten war, dass die Bestimmung der Windungsfläche in dieser Weise ohne grosse

1) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. 138. p. 4. 1869.

Willkür und Unsicherheit für das Resultat nicht gemacht werden konnte. Infolge dessen wurde der galvanischen Ausmessung der Vorzug gegeben, und dabei die in der Abhandlung von Kohlrausch¹⁾ gemachten Angaben und zum Theil auch die hergeleiteten Formeln benutzt. Danach wird das Solenoid mit einer Tangentenbussole zu einem Stromkreise so vereinigt, dass die Axe des Solenoides stets in ost-westlicher Richtung liegt, und dass sich die beiden Instrumente entweder in der ersten oder zweiten Hauptlage befinden. Erfolgt die Wirkung des Stromes in der Spule und in der Tangentenbussole in gleichem Sinne, so sei der Ablenkungswinkel φ , wird dagegen der Strom in der Tangentenbussole allein commutirt, so sei der neue Ablenkungswinkel φ' ; wird ferner mit a die Entfernung der Mittelpunkte beider Instrumente und mit P der mittlere Radius des Tangentenbussolenringes bezeichnet, so ist die Windungsfläche des Solenoides für den Fall der ersten Hauptlage bestimmt durch folgenden Ausdruck:

$$F = \frac{a^3 \pi \operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{1 + \epsilon + \zeta}{1 + \delta}}{P \operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi'},$$

wo δ , ϵ und ζ der Reihe nach Correctionsgrößen sind, welche von der Breite und Länge der Spule, von der Breite und Dicke des Ringes der Tangentenbussole und von der Nadellänge herrühren. Für die zweite Hauptlage ergibt sich ein ganz analoger Ausdruck, nur mit dem Factor 2 versehen. Die Abhängigkeit der ersten Correctionsgröße von den Radien und dem Querschnitt der Spule, sowie von der oben definirten Entfernung a wird dargestellt durch die Ausdrücke:

$$\delta_1 = \frac{1}{a^2} \left(\frac{1}{2} l^2 - \frac{9}{10} \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} \right) + \frac{1}{a^4} \left(\frac{3}{16} l^4 - \frac{9}{8} l^2 \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{45}{56} \frac{r_1^7 - r_0^7}{r_1^5 - r_0^5} \right),$$

$$\delta_2 = \frac{1}{a^2} \left(-\frac{3}{8} l^2 + \frac{27}{40} \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} \right) + \frac{1}{a^4} \left(\frac{15}{128} l^4 - \frac{45}{64} l^2 \frac{r_1^5 - r_0^5}{r_1^3 - r_0^3} + \frac{225}{448} \frac{r_1^7 - r_0^7}{r_1^5 - r_0^5} \right),$$

und zwar gilt die erste Beziehung, wenn der Magnetpol sich der Spule gegenüber in der ersten Hauptlage, die zweite

1) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 18. p. 513. 1883.

Relation, wenn derselbe Pol sich in der zweiten Hauptlage befindet und ausserdem nur dann, wenn der Querschnitt ein rechteckiger ist. Die Herleitung dieser beiden Grössen δ_1 und δ_2 geschieht in der Weise, dass zunächst die Kraft einer einzigen Windungslage mit n Windungen vom Halbmesser r auf einen Magnetpol Eins in der ersten und zweiten Hauptlage berechnet wird. Diese Kraft ist nach Kohlrausch gegeben durch die Ausdrücke:

$$k_1 = 2\pi \frac{ni}{a^3} \left[r^2 \left(1 + 2 \frac{s^2}{a^2} + 3 \frac{s^4}{a^4} \right) - \frac{r^4}{a^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{15 s^2}{2 a^2} \right) + \frac{r^6}{a^4} \frac{15}{8} \right],$$

$$k_2 = \pi \frac{ni}{a^3} r^2 \left[1 + \frac{9}{8} \frac{r^2}{a^2} - \frac{3}{2} \frac{s^2}{a^2} + \frac{75}{64} \frac{r^4}{a^4} - \frac{75}{16} \frac{r^2 s^2}{a^2} + \frac{15}{8} \frac{s^4}{r^4} \right].$$

Hierin ist mit $2s = l$ die Länge der Spule bezeichnet, und sind die Glieder mit höheren als vierten Potenzen der Entfernung a vernachlässigt. Die weitere Rechnung wird von Hrn. Prof. F. Kohlrausch für den Fall eines rechteckigen Querschnittes der Windungen durchgeführt. Wie die Formeln für die Correctionsgrössen δ zeigen, kommt der Querschnitt um so weniger in Betracht, je mehr die Entfernung a die die Dimensionen der Spule bestimmenden Grössen überwiegt. Selbst in dem hier betrachteten Falle einer Spule mit kreisförmigem Querschnitt, bei welchem sich die Verhältnisse für die Grössen δ wegen der Grösse der Radien sehr ungünstig stellten, konnten die Formeln angewandt werden, wenn man den Kreisquerschnitt durch einen quadratischen von demselben Flächeninhalt ersetzte, ohne bemerkenswerthe Abweichungen im Resultat zu erhalten. Geht man dagegen von den Ausdrücken für k_1 und k_2 aus, so ist es nicht schwierig, die speciell für den kreisförmigen Querschnitt geltenden Formeln abzuleiten.

1. Fernwirkung einer Spule mit Kreisquerschnitt der Windungen auf einen Punkt in ihrer Axe. (Erste Hauptlage).

Der Radius des Querschnittes sei ρ , der innere Halbmesser sei r_0 , der äussere r_1 , der mittlere Radius $(r_1 + r_0)/2 = R$. Auf einem Durchmesser mögen m -Windungen liegen, auf einer beliebigen Sehne $2s$ dagegen n -Windungen. Die An-

zahl n drückt sich auch durch $n = (ms/\varrho)$ aus. Die gesammte von dem Draht umschlossene Fläche F ist also:

$$F = \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} r^2 \pi n \frac{m}{2\varrho} dr = \frac{\pi m^2}{2\varrho^2} \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} r^2 s dr.$$

Ferner folgt aus der geometrischen Beziehung zwischen Durchmesser und Sehne eines Kreises:

$$s = [\varrho^2 - R^2 + 2rR - r^2]^{1/2},$$

$$\text{also: } F = \frac{\pi m^2}{2\varrho^2} \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} r^2 \sqrt{\varrho^2 - R^2 + r(2R - r)} dr = \frac{m^2 \pi^2}{16} (\varrho^2 + 4R^2).$$

Eine einzelne Windungslage von n -Windungen und dem Halbmesser r , welche vom Strome i durchflossen wird, übt nach Obigem auf den Magnetpol Eins im Abstände a von dem Mittelpunkte der Spule die Kraft aus:

$$k = 2\pi \frac{n i}{a^3} \left[r^2 \left(1 + 2 \frac{s^2}{a^2} + 3 \frac{s^4}{a^4} \right) - \frac{r^4}{a^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{15 s^2}{2 a^2} \right) + \frac{r^6}{a^4} \frac{15}{8} \right].$$

Die von den m -Windungen zwischen den Halbmessern $R - \varrho$ und $R + \varrho$ ausgeübte Kraft ist folglich:

$$K = \frac{m^2 \pi i}{\varrho^2 a^3} \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} \sqrt{\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2} \left\{ r^2 \left(1 + 2 \frac{\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2}{a^2} + 3 \frac{(\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2)^2}{a^4} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{r^4}{a^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{15}{2} \frac{\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2}{a^2} \right) + \frac{15}{8} \frac{r^6}{a^4} \right\} dr.$$

Berechnet man die Integrale, deren allgemeine Gestalt:

$$C \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} r^n \sqrt{\alpha + \beta r + \gamma r^2} dr$$

sein würde, und ordnet den resultirenden Ausdruck nach Potenzen von a , so kommt:

$$K = \frac{\pi^2 m^2 i}{8 a^3} (4R^2 + \varrho^2) \left\{ 1 - \frac{1}{a^2} \left(\frac{6R^4 + 3\varrho^2 R^2 - \frac{1}{2}\varrho^4}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{a^4} \left(\frac{\frac{15}{2}R^6 + \frac{15}{2}\varrho^2 R^4 - \frac{15}{2}\varrho^4 R^2 + \frac{15}{8}\varrho^6}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right\}.$$

Die Windungsfläche wurde oben gefunden:

$$F = \frac{m^2 \pi^2}{16} (\varrho^2 + 4R^2).$$

Führt man diesen Werth in den Ausdruck für K ein, so wird die Kraft, welche eine Spule mit kreisförmigem Querschnitt der Windungen in der ersten Hauptlage auf einen Magnetpol Eins ausübt, dargestellt durch:

$$(1) \left\{ K = \frac{2Fi}{a^3} \left\{ 1 - \frac{1}{a^2} \left(\frac{6R^4 + 3\varrho^2 R^2 - \frac{1}{2}\varrho^4}{4R^2 + \varrho^2} \right) + \frac{1}{a^4} \left(\frac{\frac{1}{2}R^6 + \frac{1}{2}\varrho^2 R^4 - \frac{1}{2}\varrho^4 R^2 + \frac{1}{2}\varrho^6}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right\} \right\} = \frac{2Fi}{a^3} \{1 + \delta_1\}.$$

2. Fernwirkung einer Spule mit Kreisquerschnitt der Windungen auf einen seitlich gelegenen Punkt. (Zweite Hauptlage).

Die Kraft einer einzelnen Windungslage auf den Magnetpol Eins ist:

$$k_2 = \frac{n i \pi}{a^3} r^2 \left[1 + \frac{9}{8} \frac{r^2}{a^2} - \frac{3}{2} \frac{s^2}{a^2} + \frac{75}{64} \frac{r^4}{a^4} - \frac{75}{16} \frac{r^2 s^2}{a^2} + \frac{15}{8} \frac{s^4}{a^4} \right].$$

Entsprechend der Ableitung im vorigen Abschnitt ist dann die von den m -Windungslagen zwischen den Radien $R - \varrho$ und $R + \varrho$ ausgeübte Kraft:

$$K = \frac{m}{2\varrho} \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} k dr,$$

$$K = \frac{m^2 \pi i}{2\varrho^2 a^3} \int_{R-\varrho}^{R+\varrho} \sqrt{\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2} \left[r^2 \left(1 + \frac{9}{8} \frac{r^2}{a^2} - \frac{3}{2} \frac{\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2}{a^2} + \frac{75}{64} \frac{r^4}{a^4} - \frac{75}{16} \frac{r^2 \varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2}{a^2} + \frac{15}{8} \frac{(\varrho^2 - R^2 + 2Rr - r^2)^2}{a^4} \right) \right] dr.$$

Die Integrale haben dieselbe allgemeine Gestalt, wie die im vorigen Abschnitt betrachteten. Ordnet man den resultirenden Ausdruck nach Potenzen von a , ersetzt $(m^2 \pi^2 / 16) (4R^2 + \varrho^2)$ durch F , so ergibt sich für die Kraft K der Spule auf einen Magnetpol Eins in der zweiten Hauptlage:

$$(2) \left\{ K = \frac{Fi}{a^3} \left\{ 1 + \frac{1}{a^2} \frac{\frac{3}{2}R^4 + \frac{3}{2}\varrho^2 R^2 - \frac{1}{2}\varrho^4}{4R^2 + \varrho^2} + \frac{1}{a^4} \left(\frac{\frac{1}{8}R^6 + \frac{3}{2}\varrho^2 R^4 - \frac{1}{2}\varrho^4 R^2 + \frac{1}{8}\varrho^6}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right\} \right\} = \frac{Fi}{a^3} \{1 + \delta_2\}.$$

Befindet sich an Stelle des Poles Eins eine kleine Magnetnadel vom magnetischen Moment M und der Länge λ oder dem Durchmesser d , welche um den Winkel φ aus der Windungsebene der Spule herausgedreht ist, so ist das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment:

in der ersten Hauptlage:

$$KM\left(1 - \frac{1}{3} \frac{\lambda^2}{a^2}\right) \cos \varphi \quad \text{oder} \quad KM\left(1 - \frac{1}{3} \frac{d^2}{a^2}\right) \cos \varphi,$$

in der zweiten Hauptlage:

$$KM\left(1 + \frac{\lambda^2}{a^2}\right) \cos \varphi \quad \text{oder} \quad KM\left(1 + \frac{2}{3} \frac{d^2}{a^2}\right) \cos \varphi.$$

Mit dem gewonnenen Material geht man auf die zu Anfang dieser Mittheilung angegebene Formel für die Windungsfläche einer Spule zurück; derselbe war für die erste dieselbe Hauptlage:

$$F = \frac{a^3 \pi \operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \cdot 1 + \varepsilon + \zeta_1}{P \operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi' \cdot 1 + \delta_1},$$

für die zweite Hauptlage:

$$F = 2 \frac{a^3 \pi \operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \cdot 1 + \varepsilon + \zeta_2}{P \operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi' \cdot 1 + \delta_2}.$$

Zur Unterscheidung der ersten und zweiten Hauptlage mögen die Entfernungen entsprechend mit a_1 und a_2 , die Tangentenverhältnisse $(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi')/(\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi')$ mit T_1 und T_2 bezeichnet werden. Es treten dann die folgenden beiden Gleichungen zu Tage:

$$(3) \left\{ \begin{aligned} & F \left\{ 1 + \frac{1}{a_1^2} \left(\frac{-6R^4 - 3\varrho^2 R^2 + \frac{1}{2}\varrho^4}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{a_1^4} \left(\frac{\frac{1}{2}R^6 + \frac{1}{2}\varrho^2 R^4 - \frac{1}{8}\varrho^4 R^2 + \frac{1}{128}\varrho^6}{4R^2 + \varrho^2} \right) \right\} = \frac{a_1^3 \pi}{P} T_1 (1 + \varepsilon + \zeta_1)^4, \end{aligned} \right.$$

1) Nach F. Kohlrausch haben die Correctionsgrößen ε und ζ folgende Formen. Ist b die Breite, h die Dicke des Ringes der Tangentenbussole, so wird, wenn eine Windung vorhanden und η die Correction wegen der Zuleitung bedeutet:

$$\varepsilon = \frac{1}{6} \frac{h^2}{P^2} - \frac{1}{8} \frac{b^2}{P^2} + \eta.$$

Für Windungslagen aus dünnerem Draht würde $\frac{1}{12}$ statt $\frac{1}{6}$ zu setzen sein.

Ist λ die Nadellänge, resp. d der Durchmesser des Magnetspiegels, so wird:

$$(4) \left\{ F \left(1 + \frac{1}{a_2^2} \left(\frac{\frac{9}{2} R^4 + \frac{3}{2} \varrho^2 R^2 - \frac{3}{16} \varrho^4}{4 R^2 + \varrho^2} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{a_2^4} \left(\frac{\frac{1}{12} R^6 + \frac{2}{3} R^4 \varrho^2 - \frac{1}{12} \varrho^4 R^2 + \frac{1}{16} \varrho^6}{4 R^2 + \varrho^2} \right) \right) \right\} = \frac{2 a_2^2 \pi}{P} T_2 (1 + \varepsilon + \zeta_2).$$

Die Gleichungen (3) und (4) zeigen in den Factoren, welche mit $1/a_1^2$, resp. $1/a_2^2$ multiplicirt sind, dasselbe Verhalten, wie jene, welche für den rechteckigen Querschnitt der Windungen hergeleitet sind; es verhält sich nämlich der erste Factor zum zweiten, wie 4:3. Stellt man also zwei Beobachtungen aus den Entfernungen a_1 und a_2 (in der ersten und zweiten Hauptlage) an, und sind die Entfernungen a so gewählt, dass zwischen ihnen die Relation besteht $a_1^2 : a_2^2 = 4:3$, so kann man das Glied mit $1/a^2$ aus der Correctionsgrösse δ eliminiren. Die entsprechende Combinationsgleichung würde dann folgende Gestalt haben:

$$(5) \left\{ \begin{aligned} & F \left(1 + \frac{95}{12 a_1^4} \left(\frac{R^6 + \frac{3}{4} \varrho^2 R^4 - \frac{1}{8} \varrho^4 R^2 + \frac{1}{16} \varrho^6}{4 R^2 + \varrho^2} \right) \right) \\ & = \frac{\pi}{P} \left(1 + \varepsilon + \frac{\zeta_1 + \zeta_2}{2} \right) \left(\frac{1}{3} a_1^3 T_1 + a_2^3 T_2 \right). \end{aligned} \right.$$

Weil die Radien des Solenoides $r_1 = 355,6$ mm und $r_0 = 318,1$ mm wegen der schon oben erwähnten Deformation nur annähernd bestimmt, andererseits die Entfernungen $a_1 = 2478,586$ mm und $a_2 = 2146,524$ mm nicht wohl grösser gewählt werden konnten, so wurde gleich bei der Aufstellung der Instrumente zwischen den beiden Abständen das Verhältniss $\sqrt{4:3}$ hergestellt. Mit Hülfe der Combinationsgleichung (5) berechnet sich dann die Windungsfläche des Solenoides, wenn man für die Tangentenverhältnisse die beobachteten Werthe $T_1 = 0,182998$ und $T_2 = 0,148506$ einführt:

$$F = 29585700 \text{ qmm.}$$

Um Aufschluss über die Sicherheit der Radien r_1 und r_0 zu erhalten, wurde die Windungsfläche nach den Formeln

$$\zeta_1 = \frac{1}{3} \frac{\lambda^2}{a^2} + 0,13 \frac{\lambda^2}{P^2} \quad \text{oder} \quad \zeta_1 = \frac{1}{3} \frac{d^2}{a^2} + 0,12 \frac{d^2}{P^2}, \\ \zeta_2 = -\frac{\lambda^2}{a^2} + 0,13 \frac{\lambda^2}{P^2} \quad \text{oder} \quad \zeta_2 = -\frac{2}{3} \frac{d^2}{a^2} + 0,12 \frac{d^2}{P^2}.$$

(3) und (4) berechnet, weil in ihnen ein Fehler der Grössen r_1 und r_0 bedeutend stärker zu Tage tritt, als in der Combinationsformel (5). In der ersten Hauptlage berechnet sich:

$$F_1 = 29\,628\,700 \text{ qmm}$$

und in der zweiten:

$$F_2 = 29\,544\,700 \text{ „}$$

Der grosse Unterschied, welcher zwischen den Werthen F_1 und F_2 besteht, findet zum grössten Theil in der fehlerhaften Bestimmung der Radien seine Erklärung. Die Daten nämlich, aus welchen die Grössen r_1 und r_0 hergeleitet werden mussten, machten eine genaue Bestimmung von vornherein unmöglich, und es war zu erwarten, dass Differenzen hervortreten würden. Die Gleichheit der Werthe F_1 und F_2 würde durch eine Verminderung des absoluten Werthes der Radien um 8,4 mm erreicht. Das Auffallende dieser grossen Correction wird durch die Zahlen der folgenden Tabelle um ein bedeutendes abgeschwächt; sie giebt die Längen mehrerer untereinander paralleler Sehnen des Solenoides; die berechneten Längen entstanden dadurch, dass die Ellipsenform, der sich das Solenoid am meisten anschmiegte, zu Grunde gelegt wurde und die grosse Axe derselben (in der Tabelle Sehne 3) und der Abstand der Sehnen von dieser die Rechnungsgrössen für die übrigen Theile bildeten.

		beob.		ber.	ber. — beob.
Sehne	1.	638,04 mm		642,29 mm	+ 4,25 mm
„	2.	640,03 „		710,48 „	+ 70,45 „
„	3.	737,20 „		—	—
„	4.	706,92 „		706,78 „	- 0,14 „
„	5.	680,38 „		635,52 „	+ 5,14 „

Zieht man die geänderten Werthe der Radien in Rechnung, so wird dadurch das Resultat aus der Combinationsformel (5) wenig geändert; es ergiebt sich als neuer Werth für die Windungsfläche des Solenoides:

$$F = 29\,587\,600 \text{ qmm.}$$

Diese Bestimmung der Windungsfläche ist im Folgenden zur Anwendung gekommen. Die Directions-kraft der Auf-

hängungsdrähte des Bifilargalvanometers bestimmte sich nach der Formel:

$$D = K \frac{\pi^2}{t^2},$$

wo unter K das Trägheitsmoment $K = 431\,852 \times 10^6 \text{ mg mm}^2$ verstanden ist. Die Schwingungsdauer t wurde für verschiedene Temperaturen bestimmt; bezeichnet man mit t_1, t_2, \dots die Schwingungsdauern, welche den Temperaturen T_1, T_2, \dots entsprechen, so wurde die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Temperatur dargestellt durch die Formel:

$$t_1 = t_2 + 0,02748 (T_1 - T_2).$$

Form und Aufhängung der electrodynamischen Drehwaage waren dieselben, wie sie in dem oben schon erwähnten Aufsatze des Hrn. Prof. Riecke dargestellt sind; nur waren hier die Dimensionen der Scheiben grösser gewählt, und bei der beweglichen Scheibe statt der schweren Glasplatte als isolirendes Medium ein dünner Siegelacküberzug verwandt. Der Radius der Scheiben bis zum äusseren Rande war $r_1 = 149,453 \text{ mm}$ und bis zum inneren Rande, d. h. bis zur Grenze der isolirenden Schicht $r_0 = 144,953 \text{ mm}$, beide Grössen auf die Temperatur 0° bezogen. Daraus folgt für $l = (r_1 + r_0)/2 = 147,203 \text{ mm}$ und für $\delta = (r_1 - r_0)/2 = 2,250 \text{ mm}$. Solange der Strom i mit seiner Gesamtintensität in horizontaler Richtung fliesst, vom Mittelpunkt der Scheibe, also dem Rande zu, bis zu einer Entfernung r_0 , ist das Drehungsmoment, welches die verticale Componente des Erdmagnetismus V ausübt, gleich $\frac{1}{2} V i r_0^2$ oder gleich $\frac{1}{2} V i l^2 - V i l \delta + \frac{1}{2} V i \delta^2$. Für den Theil $r_1 - r_0 = 2\delta$ tritt der Strom aus der Scheibe in die Flüssigkeit über, und zwar, wie aus dem Niederschlage auf den Scheiben zu schliessen ist, überall mit gleicher Dichte. Mit Rücksicht hierauf ergibt sich das Drehungsmoment, welches V auf diesen Theil der Scheibe ausübt, gleich $V i l \delta - \frac{1}{2} V i \delta^2$. Das Gesamtdrehungsmoment ist also gleich $\frac{1}{2} V i l^2 + \frac{1}{2} V i \delta^2$. Bezeichnet man mit D_2 das Drehungsmoment, welches durch die Torsion des Drahtes hervorgerufen wird, und mit φ den Ablenkungswinkel, so entsteht die Gleichung:

$$D_2 2\varphi = Vi l^2 \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{l^2}\right)^{.1)}$$

Beobachtet man die Ablenkungen mit Spiegel und Scala und entwickelt 2φ nach Potenzen von n/r , wo n den Scalenausschlag und r die Entfernung zwischen Spiegel und Scala bezeichnet, so geht obige Gleichung über in:

$$Vi = \frac{D_2 n \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{n}{r}\right)^2\right]}{r l^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta}{l}\right)^2\right]}.$$

Aus den Schwingungen einer cylindrischen Messingplatte, deren Trägheitsmoment $K = 224\,017 \times 10^4 \text{ mg mm}^2$ war, wurde D_2 hergeleitet; es ergab sich auch hier eine ähnliche Gleichung, wie bei dem Bifilargalvanometer für die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Temperatur, nämlich:

$$t_1 = t_2 + 0,00635 (T_1 - T_2).$$

Die durch den Strom in dem Suspensionsdrahte hervorgerufene Erwärmung wurde aus der Verlängerung des Drahtes bestimmt; an einem Mikroskop mit Mikrometervorrichtung wurden die betreffenden Ablesungen vor und nach jeder Beobachtung gemacht.

Das Bifilargalvanometer lieferte das Product:

$$Ti = \frac{D_1}{F} \frac{N \left[1 - \left(\frac{N}{2R}\right)^2 + 2 \left(\frac{N}{2R}\right)^4\right]}{2R},$$

die electrodynamische Drehwage das Product:

$$Vi = \frac{D_2 n \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{n}{r}\right)^2\right]}{r l^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta}{l}\right)^2\right]}.$$

Daraus folgt:

$$\frac{V}{T} = \text{tg } i = \frac{2FR}{r} \frac{D_2}{D_1 l^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta}{l}\right)^2\right]} \frac{n \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{n}{r}\right)^2\right]}{N \left[1 - \left(\frac{N}{2R}\right)^2 + 2 \left(\frac{N}{2R}\right)^4\right]}.$$

Die Inclinationsbeobachtungen wurden im eisenfreien

1) Darnach ist die von Hrn. Prof. Riecke benutzte Formel zu verbessern.

Pavillon des physikalischen Instituts angestellt, und zwar morgens 8 Uhr, mittags 12 Uhr und nachmittags 4 Uhr. Zur Erläuterung der Beobachtungsart möge das Protocoll einer Beobachtungsreihe mitgetheilt werden; es wurde am Freitag, den 27. November mittags beobachtet.

Temp. 7,5°. Mikroskop: 2 Kamm 38,1 Theilstr.

Ruhelagen.

11 ^h	32 ^m	0 ^s	749,6						
		11	749,7						
		23	749,8	749,80					
		34	749,9	749,85					
		46	750,0	749,85	749,850				Drehwage
		57	750,0	749,90					
	33	9	749,9						
11	33	20	749,9						
			578,0	581,8	585,1	581,63	733,240		Bifilargalv.
			886,7	883,0		884,85			

Ablenkungen.

11 ^h	40 ^m	14 ^s	461,9						
		25	460,3						
		36	460,1	461,55					
		48	461,2	461,40	461,400				Bifilargalv.
		59	462,5	461,25					
11	41	10	462,4						
11 ^h	41 ^m	20 ^s	784,8						
		31	784,7						
		43	784,8	784,85					
		54	784,8	784,80	784,838				Drehwage
	42	6	784,9	784,85					
		17	784,9	784,85					
		29	784,9						
11	42	40	784,9						
11 ^h	42 ^m	50 ^s	458,9						
	43	1	459,8	460,05					
		12	461,1	459,90	459,950				Bifilargalv.
		24	461,2	459,90					
		35	460,0	459,90					
11	43	46	458,7						

Temp. 7,6°. Mikroskop: 2 Kamm 42,9 Theilstr.

Ruhelagen.

			989,2	983,9	978,2	983,77	729,510		Bifilargalv.
			472,2	478,3		475,25			
11 ^h	50 ^m	40 ^s	749,3						
		51	749,3						
	51	3	749,4	749,35					
		14	749,3	749,35	749,338				Drehwage
		26	749,4	749,35					
		37	749,4	749,30					
		49	749,3						
11	52	0	749,3						

Ablenkungen.

11 ^h 56 ^m 14 ^s	1005,0				
25	1007,9				
36	1008,1	1005,30			
48	1005,6	1005,40	1005,367		Bifilargalv.
59	1002,9	1005,40			
11 57 10	1002,7				
11 ^h 57 ^m 20 ^s	713,7				
31	713,9				
43	713,9	713,80			
54	713,9	713,90			
58 6	713,9	713,85	713,850		Drehwage
17	713,9	713,85			
29	713,8				
11 58 40	713,8				
11 ^h 58 ^m 50 ^s	1007,4				
59 1	1004,9				
12	1001,3	1003,15			
24	998,9	1001,85	1002,067		Bifilargalv.
35	998,8	1001,20			
11 59 46	1001,1				

Temp. 7,6°. Mikroskop: 2 Kamm 53,6 Theilstr.

Ruhelagen.

12 ^h 4 ^m 0 ^s	749,8				
11	749,7				
23	749,5	749,60			
34	749,3	749,60			
46	749,4	749,45	749,500		Drehwage
57	749,5	749,35			
5 9	749,4				
12 5 20	749,4				
	972,9	968,0	963,1	968,00	
	492,8	497,9		495,35	731,675 Bifilargalv.

Ablenkungen.

12 ^h 12 ^m 14 ^s	460,3				
25	459,5				
36	456,6	457,30			
48	454,3	457,35	457,317		Bifilargalv.
59	455,2	457,30			
12 13 10	458,0				
12 ^h 13 ^m 20 ^s	785,0				
31	785,0				
43	784,8	784,90			
54	784,8	784,85			
14 6	784,8	784,75	784,813		Drehwage
17	784,7	784,75			
29	784,7				
12 14 40	784,7				
12 ^h 14 ^m 50 ^s	456,9				
15 1	454,7				
12	455,0	457,50			
24	458,1	457,45	457,517		Bifilargalv.
35	460,2	457,60			
12 15 46	460,2				

Temp. 7,6°. Mikroskop: 2 Kamm 58,9 Theilstr.

Ruhelagen.

			989,0	983,9	978,7	983,87	729,435	Bifilargalv.
			472,0	478,0		475,00		
12 ^h	22 ^m	40 ^s	748,9					
		51	748,9					
	23	3	749,0	749,05				
		14	749,1	749,00				
		26	749,2	749,10	749,063			Drehwage
		37	749,1	749,10				
		49	749,2					
12	24	0	749,1					

Hieraus ergibt sich für 11^h 58^m 0^s als Scalenausschlag des Bifilargalvanometers $N = 272,522$ und als Scalenausschlag der electrodynamischen Drehwage $n = 35,478$; die Temperaturerhöhung τ durch den Strom beträgt $\tau = 0,7^\circ$.

Nach obigem Schema sind nun die folgenden Beobachtungen angestellt; es möge Temp. die Zimmertemperatur bezeichnen, τ die Temperaturerhöhung im Suspensionsdrahte und T die Temperatur, welche für die Drehwage in Berechnung zu ziehen ist.

Temp.	n	N	τ	T	$\frac{V}{T}$	i	
10,9°	24,767	193,960	0,6°	11,5°	2,2906	66° 24' 56"	Nov. 23
12,9	25,771	202,841	0,6	13,5	2,2845	66 21 35	" 24
8,9	45,349	355,841	0,8	9,7	2,2908	66 25 1	" 25
10,5	45,228	355,513	0,5	11,0	2,2911	66 25 13	" 26
9,0	28,760	224,710	0,6	9,6	2,2925	66 25 57	" 26
10,5	35,788	280,969	0,7	11,2	2,2894	66 24 15	" 26
7,6	35,478	272,522	0,7	8,8	2,2899	66 24 31	" 27
7,5	45,719	351,235	1,7	9,2	2,2938	66 26 43	" 30
4,7	44,871	343,277	0,8	5,5	2,2965	66 28 9	Dec. 2
8,8	30,009	231,112	0,6	9,4	2,2845	66 21 35	" 4
Mittel: 2,29036					66° 24' 47"		

Neben diesen Beobachtungen an der electrodynamischen Drehwage und dem Bifilargalvanometer wurden mehrere Inclinationsbestimmungen nach der Weber'schen Methode mit einem kleinen Erdinductor angestellt; auch hier wurde morgens 8 Uhr, mittags 12 Uhr und nachmittags 4 Uhr beobachtet. Es ergab sich als Mittelwerth auf den 27. November 1885 reducirt:

$$i = 66^\circ 24' 32''$$

in guter Uebereinstimmung mit dem anderen Mittelwerthe.

Schliesslich wurde der von Hrn. Prof. K. Schering und Hrn. Dr. Schaper für den 24. Juli 1881 beobachtete Werth der Inclination¹⁾ im eisenfreien Pavillon des physikalischen Instituts mit Hülfe der Schering'schen Variationsformel ebenfalls auf den 27. November 1885 reducirt; man erhielt auf diese Weise: $i = 66^{\circ} 24' 20''$.

Das gute Zusammentreffen des letzten Werthes mit den beiden anderen gestattet den Schluss, dass die mit der electrodynamischen Drehwage und dem Erdinductor gewonnenen Werthe der Inclination sich wenig von dem wahren Werthe unterscheiden werden. Nimmt man aus den drei Werthen das Mittel, so wird dieses mit ziemlicher Sicherheit den Werth der Inclination im eisenfreien Pavillon des physikalischen Instituts für Ende 1885 geben.

1885.91	$i = 66^{\circ} 24' 47''$	(Bifilargalvanometer und Drehwage)
1885.91	$i = 66 \quad 24 \quad 20$	(Schering's Variationsformel)
1885.91	$i = 66 \quad 24 \quad 32$	(Erdinductor)
1885.91	$i = 66^{\circ} 24' 33''$	

Die hieraus sich ergebenden Werthe von V/T sind zu Anfang dieser Mittheilung angeführt.

Göttingen, phys. Inst., Februar 1886.

VII. Ueber das Verhältniss der Quercontraction zur Längendilatation bei Stäben aus Leimgallerte; von Richard Maurer.

(Dissertation; für die Annalen bearbeitet vom Hrn. Verfasser)

(Hierzu Taf. VI Fig. 11–18.)

Die Litteratur über das Verhältniss der Quercontraction zur Längendilatation findet man ausführlich in einer Abhandlung von W. Voigt.²⁾ Zur Vervollständigung nennen wir

1) K. Schering, Gött. Nachr. 1882. p. 371.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 15. p. 497. 1882.

noch Poisson¹⁾, Stokes²⁾, Thomson und Tait³⁾ als Theoretiker; der Poisson'sche Coëfficient von Metallen ist untersucht worden von Everett⁴⁾ und Littmann⁵⁾; mit Kautschuk und gallertartigen Körpern haben sich Thomson und Tait⁶⁾, Villari⁷⁾, Röntgen⁸⁾ und Amagat⁹⁾ beschäftigt.

Die während des Sommers 1885 im physikalischen Laboratorium zu Heidelberg von mir angestellten Messungen hatten den Zweck, nach verschiedenen Methoden das von Thomson und Tait schon angegebene diesbezügliche Verhalten der elastischen Leimgallerte zu bestätigen; einige meiner Versuche berechneten wohl zu der Behauptung, dass für die angewandten Substanzen bei gewöhnlicher Temperatur (und sehr kleinen Längendilatationen) μ zwischen 0,4999 und 0,5 liegt.

Im Folgenden sind nach einigen mehr allgemeinen Bemerkungen die einzelnen Beobachtungen dargelegt und ihre Ergebnisse mitgetheilt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle noch mit herzlichem Dank die freundliche Förderung zu erwähnen, die Herr Professor Quincke und sein Assistent Herr Dr. König durch Rath und That meiner Arbeit zuwendeten.

Die Substanzen, mit denen ich arbeitete, waren Gemische aus Leim (meist der käuflichen Gelatine) und Wasser, oder aus Leim und Glycerin mit und ohne Wasser, wie sie zu Hektographen verwendet werden. Sie wurden durch Zusammen-

1) Poisson, Ann. de chim. 36. p. 384; Pogg. Ann. 12. p. 516. 1828.

2) Stokes, Trans. Camb. Phil. Soc. 8. p. 287. 1845. (Mathem. and Physical Papers 1. p. 102. Cambr. 1880.)

3) Thomson and Tait, Treatise on Nat. Phil. 2. Ed. I, 2. p. 221. (§ 684.) Vgl. Encyclopaedia Britannica, Art. „Elasticity“.

4) Everett, Phil. Trans. 158. 1. p. 363. 1868. Vgl. Phil. Trans. v. 26. Febr. 1866 u. 7. Febr. 1867.

5) Littmann, Ueber das Verhältniss von Längsdilatation und Quervertraction elastischer Metallcylinder. Inaug.-Diss. Breslau 1885. Referat in Wied. Beibl. 9. p. 611. 1885.

6) Thomson and Tait, l. c.

7) Villari, Nuovo Cim. (2) 1.; Pogg. Ann. 143. p. 88. 1871.

8) Röntgen, Pogg. Ann. 159. p. 601. 1876.

9) Amagat, Compt. rend. 21. Juli 1884. Neuestens ist die Arbeit von Pulfrich, Wied. Ann. 28. p. 87. 1886 hinzugekommen.

schmelzen der Bestandtheile im Wasserbad hergestellt. Die Zeit fehlte mir, um auch vegetabilische und anorganische Kolloide näher zu untersuchen; ein Versuch mit Agar-Agar, einem getrockneten Pflanzensaft, der jetzt oft statt Gelatine in der Kochkunst gebraucht wird, hatte, nach der volumetrischen Methode angestellt (s. u.), ein ähnliches Ergebniss wie die Beobachtungen an Leim.

Aus diesen Stoffen wurden Cylinder und bandförmige Prismen gegossen. Als Formen für erstere dienten anfangs geölte Reagensgläser, die nach dem Erstarren der flüssig hineingegossenen Masse, was einige Stunden dauerte, zerschlagen wurden; dabei bekamen die Cylinder sehr leicht Risse, die mit einem erwärmten Draht einigermaßen, doch nicht ohne Narben, geheilt werden konnten. Meist diente zum Guss eine zweitheilige, aufrecht gestellte, oben offene Gipsform. Dieselbe war über einer Glasröhre hergestellt und wurde von vorn herein mehrmals mit Schellacklösung, und vor jedem Guss mit einem Gemisch aus gleichen Raumtheilen Leinöl und Petroleum innen angestrichen. Als ihre Ränder an Schärfe verloren, wurde über einer Glasröhre eine Hülse aus Stanniol und Papier geklebt, das eine Ende der Glasröhre verschlossen, die Hülse darüber geschoben und festgebunden. Die so hergestellte Form musste allerdings für jeden Guss erneuert werden, hat sich aber wohl am besten bewährt.

Die Bänder wurden in einem langen aus Glasstreifen zusammengekitteten Kästchen gegossen, nach dem Festwerden durch vier Schnitte parallel den Wänden von diesen getrennt und leicht herausgenommen.

Unsere Leimgemische ziehen sich beim Erstarren merklich zusammen; an der Luft trocknen namentlich die stark wasserhaltigen bald aus (vergl. unten Nr. 4a und 4b). Beide Umstände stellen die Homogenität unserer Cylinder und Bänder sehr in Frage. Der zweite Umstand wurde bei den besseren Versuchen dadurch möglichst unschädlich gemacht, dass sie an den frisch aus der Form kommenden Gussstücken vorgenommen wurden. Von einem Tag auf den anderen wurden die Cylinder meist mit dünnem Stanniol umwickelt. Die Wirkungen der Unhomogenität sind übrigens in vielen Fällen ohne Einfluss auf

unser Resultat ($\mu = \frac{1}{2}$ nahezu), das nicht nur für ein ganz bestimmtes Gemisch aus Leim und Flüssigkeit gelten will.

Die Cylinder und Bänder wurden bei allen Versuchen vertical aufgehängt. Dazu erhielten sie gleich beim Guss Fassungen an beiden Enden. Bei den Cylindern bestanden diese meist aus kurzen, mit dem Cylinder aussen nahe gleichweiten Stücken Messingrohr (Fig. 11) mit \cap förmigen Bügeln. Die eine Fassung, welche beim Guss mit nach unten gekehrtem Bügel in der Gips- oder Papierform lag, besass auf der Seite des Bügels einen Boden; die andere Fassung war offen und wurde am oberen Ende der Form in die flüssige Masse gehängt. Um die Länge des dehnbaren Cylinderstücks zwischen den Fassungen etwas genauer abzugrenzen, wurden später kurze Querstücke innen angelöthet, wie die Figur zeigt. — Die Fassungen der Bänder waren zwei rechteckige Stücke Drahtnetz, den breiten Seiten des Bandes parallel, ganz von der Leimmasse umschlossen und ebenfalls mit Bügeln versehen.

Unsere Beobachtungen lassen sich in vier Gruppen ordnen:

- 1) Messung der zu bestimmten Dehnungen und Torsionen eines Cylinders erforderlichen Kräfte, bezw. Drehungsmomente;
- 2) directe Beobachtung zweier linearen Dilatationen, parallel und senkrecht zur Richtung eines longitudinalen Zuges;
- 3) Bestimmung der Aenderung der Länge und des electischen Leitungswiderstandes durch Längsdehnung;
- 4) Bestimmung der Längen- und Volumendilatation unter denselben Umständen.

1) Dehnungs- und Torsionselasticität.

Bringt man an beiden Endflächen eines geraden Kreiscylinders aus homogener isotrop elastischer Substanz entgegengesetzt gleiche, über die Endflächen gleichmässig vertheilte, der Cylinderaxe parallele Zugkräfte an, so erleidet der Cylinder eine Verlängerung und eine Querschnittsverminderung. Die Zugkräfte der einen Endfläche können durch die Bedingung ersetzt werden, dass die Punkte dieser Fläche stets in ihrer Ebene bleiben. Bedeutet:

P' die Resultirende der parallelen Kräfte an der freien Endfläche,

l die Länge
 $2r$ den Durchmesser } des Cylinders im natürlichen Zustand,
 Δl die Verlängerung,
 so ist für kleine $\Delta l/l$:

$$P' = E \cdot \frac{\Delta l}{l} \cdot \pi r^2;$$

E ist eine von den Dimensionen des Cylinders unabhängige Constante, der (erste) Elasticitätsmodul der Substanz. Wird P' durch Gewichtstücke von der Gesamtmass P hergestellt, so ist nach den Grundsätzen der absoluten Maassbestimmungen:

$$P' = g P,$$

wo g die Fallbeschleunigung am Beobachtungsort bedeutet, mithin:

$$(1) \quad E = \frac{g P l}{\pi r^2 \Delta l}.$$

Denkt man sich die Punkte jeder Endfläche eines solchen Cylinders starr verbunden und die eine Kreisfläche in sich gegen die andere festgehaltene gedreht um den Winkel ($\Delta \varphi$) (Bogenmaass), so ist hierzu das Drehungsmoment:

$$F \cdot \frac{\pi r^4}{2l} \cdot (\Delta \varphi)$$

nothwendig. Man bezeichnet es auch mit $\tau \Delta \varphi$, wo der Drehungswinkel in Graden zu messen ist; man hat also:

$$\tau = F \cdot \frac{\pi^2 r^4}{180 \cdot 2l}.$$

Ist τ bekannt, so ergibt sich:

$$(2) \quad F = \frac{360 \cdot l \cdot \tau}{\pi^2 r^4}.$$

F ist der (zweite Elasticitätsmodul oder) Torsionsmodul der Substanz.

Zwischen E und F besteht die Beziehung:

$$(3) \quad F = \frac{E}{2(1 + \mu)} \quad \text{oder} \quad \mu = \frac{E}{2F} - 1,$$

wenn μ den Quotienten aus der Quercontraction $-\Delta 2r/2r$ und der Längendilatation $\Delta l/l$ bei einer Längsdehnung, wie sie oben beschrieben wurde, bedeutet.

Bei der Anwendung dieser Formeln ist auf die mangelhafte Erfüllung der Bedingungen, an die sie eigentlich geknüpft sind, keine Rücksicht genommen.

Länge und Durchmesser der Leimcylinder wurden mit einem gewöhnlichen Millimetermaassstab oder mit einem in Pariser Linien von bekannter Länge eingetheilten, mittelst Nonius 0,01''' angehenden Stangenzirkel gemessen.

Bei den Dehnungsversuchen waren die Cylinder mit dem oberen Bügel meist an einer horizontalen Eisenstange des Bunsen'schen Statifs aufgehängt, am sichersten mittelst eines Doppelhakens (Fig. 12). Derselbe war aus einem an beiden Enden breitgeschlagenen Stück Messingdraht gefertigt. Der untere Bügel trug eine leichte Wagschale.

Ein Mikroskop stand mit horizontaler Axe auf einem Tischchen. Es wurde auf einen Punkt am unteren Ende des Cylinders, meist die Kante der Fassung, eingestellt; das Ocularmikrometer gestattete, kleine Senkungen und Hebungen dieses Punktes zu messen. Der Werth eines Scalentheils (sc.) des am häufigsten gebrauchten Mikroskopes ist aus einer ziemlich grossen Anzahl von Beobachtungen einer Millimetertheilung berechnet.

Vor und nach jeder Belastung wurde die Nullstellung abgelesen, und das Mittel von der bei belasteter Wagschale gefundenen Einstellung subtrahirt, um Δl zu erhalten. Ausgenommen sind die Beobachtungen unter Nr. 4a, wo der Einfluss der Nachwirkung in etwas anderer Weise eliminirt wurde.

Meist ist die Senkung des oberen Endes des Cylinders durch eine nachträgliche Beobachtungsreihe ermittelt und berücksichtigt worden. Sie betrug für 100 g Belastung stets weniger als 2,5 sc. Diese Correction fehlt bei Nr. 2, 4a, 4b, 13.

Bei den Torsionsversuchen wurde das Drehungsmoment durch die Torsion eines Stahldrahtes von 33 cm Länge, 0,031 cm Dicke hergestellt. Das Rohr einer Coulomb'schen Drehwage war in einem Halter vertical eingeklemmt und der Draht mit dem Torsionskreis verbunden. Unten trug er einen Planspiegel (Fig. 13), an dem weiter ein verticaler Messingdraht mit V-förmigem Haken befestigt war. In letzterem ruhte der Bügel der oberen Cylinderfassung. Der untere Bügel war etwa in einem Einschnitt eines Brettchens festgeklemmt. An dem Drahtaken waren mittelst einiger Korkstücke zwei Metallringe

coaxial befestigt, die zusammen so schwer waren (ca. 270 g) wie der Balken mit zwei 100 g-Gewichten, womit das Drehungsmoment des Stahldrahtes bestimmt war.

Der Spiegel diente zur Beobachtung der Drehungen des oberen Cylinder- und unteren Drahtendes bei bekannten Drillungen des oberen Drahtendes. Letzteres wurde mittelst des Torsionskreises um einen Winkel $\Delta\vartheta$ (20° oder 40°) tordirt, die Einstellung der gespiegelten Scala abgelesen, wieder nach derselben Richtung tordirt, abermals abgelesen u. s. f., meist bis das Ende der Scala heranrückte; dann wurde der Torsionskreis in gleicher Weise zurückgedreht, bis der Cylinder etwa ebensoweit nach der anderen Seite tordirt war; hierauf kehrte man allmählich in die Ruhelage zurück. Auf die einzelnen Beobachtungen wurde möglichst dieselbe Zeit verwendet. Die beobachteten Scalentheile (mm, nicht genau Millimeter) sind zunächst mit der Correction $-n^3/3R^2$ versehen, wo n die Differenz des beobachteten Scalentheils vom Theilstrich 500, R den Abstand von Spiegel und Scala (in Scalentheilen) bedeutet, d. h. die Ablesungen sind auf eine nahezu kreisförmige Scala um den Torsionsdraht als Axe reducirt. In den Tabellen finden sich bei Nr. 4b die corrigirten Scalentheile unter σ direct angegeben, bei Nr. 2, 4a, 6 sind die σ Mittelwerthe aus zwei oder vier Beobachtungen.

In Fig. 14 sind die Werthe von σ bei Nr. 4b als Functionen des am Torsionskreis abgelesenen Winkels ϑ dargestellt. Die gezeichnete Curve ähnelt völlig den von Prof. Warburg¹⁾ beobachteten Magnetisirungscurven und zeigt damit die Analogie zwischen Coërcitivkraft und elastischer Nachwirkung. Die mechanische Arbeit, welche durch die von unserer Curve eingeschlossene Fläche gemessen wird, ist jedoch nicht völlig in Wärme umgesetzt, sondern findet sich mindestens zum Theil als wahrnehmbare Bewegung des elastischen Körpers; das Bild der Scala bewegte sich fortwährend ein wenig, nach jeder Umkehr am wenigsten.

In der letzten Spalte der Tabellen sind zur Uebersicht die Differenzen $\Delta\sigma$ je zweier aufeinander folgenden σ ange-

1) Warburg, Berichte der naturforsch. Ges. in Freiburg i. B. 8. p. 1. 1880.

geben. Der darunterstehende Mittelwerth ist aus den Differenzen je zweier um ein grösseres Intervall abstehenden σ berechnet.

Das Drehungsmoment des Drahtes, zunächst für den Winkel $180^\circ/\pi$, wurde in bekannter Weise aus Schwingungen eines daran gehängten Balkens von veränderlichem Trägheitsmoment ermittelt. In einer ersten Versuchsreihe wurden zwei cylindrische 100 g-Gewichte im gegenseitigen Abstand von 5,9397 cm und von 25,9907 cm an dem Balken aufgehängt; eine ganze Schwingung dauerte 7,829, bezw. 23,386 sec. Daraus ergibt sich jenes Drehungsmoment gleich $2602,4 \text{ g cm}^2/\text{sec}^2$. Bei der zweiten Versuchsreihe entsprach den Abständen von 15,9820 cm und 25,9907 cm eine ganze Schwingungsdauer von 15,13, bezw. 23,47 sec. Hiernach findet sich das Drehungsmoment gleich $2575,9 \text{ g cm}^2/\text{sec}^2$. Der Mittelwerth ist $2589,1 \text{ g cm}^2/\text{sec}^2$, und es folgt hieraus durch Multiplication mit $\pi/180$:

$$\tau = 45,19 \frac{\text{g cm}^2}{\text{sec}^2}.$$

Der mittleren Scalendifferenz $\Delta\sigma$ entspricht eine Drehung der Spiegelnormale $\Delta\varphi$, nach Graden gemessen, in der Weise, dass:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{180^\circ}{\pi} \cdot \frac{\Delta\sigma}{R} = 28,648^\circ \frac{\Delta\sigma}{R}.$$

Die Vermehrung oder Verminderung des vom Draht ausgeübten Drehungsmomentes beträgt $\tau(\Delta\vartheta - \Delta\varphi)$, weil $\Delta\vartheta - \Delta\varphi$ der Zuwachs oder die Abnahme des Drillungswinkels ist; gleiche Grösse hat, wenn wir ohne Rücksicht auf die thatsächlich vorhandene Nachwirkung Gleichgewicht annehmen, die Aenderung:

$$F \cdot \frac{\pi^2 r^4}{360 \cdot l} \cdot \Delta\varphi$$

des Drehungsmomentes des tordirten Leimcylinders, mithin ist (wenn sich F , r , l auf den Cylinder, τ auf den Draht, wie bisher, bezieht):

$$(4) \quad F = \tau \cdot \frac{360 \cdot l}{\pi^2 r^4} \cdot \frac{\Delta\vartheta - \Delta\varphi}{\Delta\varphi}.$$

Bei Nr. 2 und 4b gingen die Dehnungen den Torsionen voraus, bei Nr. 4a und 6 war die Reihenfolge umgekehrt. Drei der gefundenen Werthe für μ gehen über das Maximum 0,5

hinaus, einer bleibt weit dahinter zurück. Diese Ungenauigkeit ist wohl zum grössten Theil dem Umstand zuzuschreiben, dass zwei getrennte Versuchsreihen mit verschiedenen Aufstellungen vorgenommen werden mussten.

Nr. 2.

Dehnungs- und Torsionselasticität
eines Cylinders aus 1 Gewichtstheil Gelatine, 5 Wasser.

$l = 8,30$ cm Länge } des Cylinders,
 $2r = 2,21$ cm Durchmesser }

$1 \text{ sc.} = 0,006\ 165$ cm (Mikroskop),

$g = 980,9$ cm/sec² Fallbeschleunigung,

$R = 3296$ mm Entfernung von Spiegel und Scala,

$\tau = 45,19$ g cm²/sec² Drehungsmoment des Drahtes bei
1° Torsion.

Gewicht	Verlänge- rung des Cylinders	Elasticitäts- modul $\frac{gPl}{r^3\pi\Delta l}$	Einstellung am Torsions- kreis	Spiegel- ablesung	Diffe- renzen
P	Δl	E	ϑ	σ	$\Delta\sigma$
g	sc.	g/cm sec ²		mm	mm
2	2,05	336 000	260°	131	152
5	4,6	374	280	283	154
10	8,0	430	300	437	166
20	16,1	428	320	603	159
50	37,4	460	340	762	
100	72,4	475			

Mittelwerthe: $E = 417\ 000 \frac{\text{g}}{\text{cm sec}^2}$,

$\Delta\sigma = 158$ mm.

$\Delta\vartheta = 20^\circ$ Unterschied aufeinanderfolgender Einstellungen
am Torsionskreis,

$\Delta\varphi = 28,648^\circ \frac{\Delta\sigma}{R} = 0,137\ 5^\circ$ zugehörige Ablenkung der Spie-
gelnormale,

$$F = \tau \cdot \frac{360^\circ \cdot l}{\pi^3 r^4} \cdot \frac{\Delta\vartheta - \Delta\varphi}{\Delta\varphi} = 124\ 000 \frac{\text{g}}{\text{cm sec}^2} \text{ Torsionsmodul,}$$

$$u = \frac{E}{2F} - 1 = 0,678.$$

Nr. 4a.

Dehnungs- und Torsionselastizität
eines Cylinders aus Tischlerleim, Glycerin und Wasser.

$l = 6,235$ cm Länge

$2r = 1,88$ cm Durchmesser

} des Cylinders,

1 sc. = 0,006 165 cm (Mikroskop),

$R = 2400$ mm Entfernung von Spiegel und Scala,

$\tau = 45,19$ g cm²/sec² Drehungsmoment des Drahtes bei
1° Torsion.

Gewicht	Verlänge- rung des Cylinders	Elastizitäts- modul $\frac{g Pl}{\pi r^2 \Delta l}$	Einstellung am Torsions- kreis	Spiegel- ablesung	Diffe- renzen
P	Δl	E	ϑ	σ	$\Delta \sigma$
g	se.	g/cm sec ²		mm	mm
10	3,8	941 000	340°	583,9	59,1
20	6,8	1 057	0	643,0	58,6
30	9,2	1 167	20	701,6	60,0
50	18,0	994	40	761,6	58,9
100	39,4	908	60	820,5	60,3
			80	880,8	59,8
			100	940,6	
			100	46,6	51,3
			120	97,9	54,6
			140	152,5	52,8
			160	205,3	

Mittelwerthe: $E = 1\,013\,000 \frac{\text{g}}{\text{cm sec}^2}$, $\Delta \sigma = 57,9$ mm.

$\Delta \vartheta = 20^\circ$ Aenderung am Torsionskreis,

$\Delta \varphi = 28,648^\circ \frac{\Delta \sigma}{R} = 0,691^\circ$ Ablenkung der Spiegelnormale,

$F = \tau \cdot \frac{360^\circ \cdot l}{\pi^2 r^4} \cdot \frac{\Delta \vartheta - \Delta \varphi}{\Delta \varphi} = 368\,000 \frac{\text{g}}{\text{cm sec}^2}$ Torsionsmodul,

$\mu = \frac{E}{2F} - 1 = 0,375$.

Nr. 4b.

Dehnungs- und Torsionselastizität
des vorigen Cylinders, zwei Tage später.

$l_1 = 6,35$ cm,

$l_2 = 6,34$ cm,

$2r_1 = 1,763$ cm,

$2r_2 = 1,757$ cm,

1 sc. = 0,006 165 cm,

$R = 2384$ mm,

$P = 20$ g,

$\tau = 45,19$ g cm²/sec².

Ver- längerung	Elasticitäts- modul $\frac{g P l_1}{\pi r_1^2 \Delta l}$	Einstellung am Torsions- kreis	Spiegelablesung für abnehmendes und wachsendes ϑ		Differenzen	
Δl	E	ϑ	σ		$\Delta \sigma$	
sc.	$\frac{g}{cm \ sec^2}$		mm	mm	mm	mm
3,45	2 400 000	160°		779		47
3,8	2 18	140	752	732	33	44
3,9	2 12	120	719	688	34	44
3,6	2 30	100	685	644	33	46
3,65	2 27	80	647	598	39	44
3,7	2 24	60	608	554	39	42
3,55	2 33	40	569	512	40	40
3,9	2 12	20	529	472	42	41
3,3	2 51	0	487	431	40	38
3,85	2 15	340	447	393	42	39
		320	405	354	43	37
		300	362	317	44	35
		280	318	282	45	33
		260	273	249	44	
		240	229			

Mittel: $E = 2260000 \frac{g}{cm \ sec^2}$,

$\Delta \sigma = 40,8 \text{ mm.}$

$\Delta \vartheta = 20^\circ$,

$\Delta \varphi = 0,490^\circ$,

$F = r \cdot \frac{360^\circ \cdot l_2}{\pi^2 r_2^4} \cdot \frac{\Delta \vartheta - \Delta \varphi}{\Delta \varphi} = 699000 \frac{g}{cm \ sec^2}$,

$\mu = \frac{E}{2F} - 1 = 0,618.$

Nr. 6.

Dehnungs- und Torsionselastizität
eines Cylinders aus 1 Gewichtstheil Gelatine, 1 Glycerin,
< 2 Wasser.

$l_1 = 11,0 \text{ cm}, l_2 = 11,35 \text{ cm}, 2r = 2,06 \text{ cm}, 1 \text{ sc.} = 0,006165 \text{ cm},$
 $R = 2457 \text{ mm}, \tau = 45,19 \text{ g cm}^2/\text{sec}^2.$

Gewicht	Ver- längerung	Elasticitätsmodul $\frac{g P l_1}{\pi r^2 \Delta l}$
P	Δl	E
g	sc.	$\frac{g}{cm \ sec^2}$
10	2,6	2 040 000
20	4,9	2 16
30	8,0	1 96
40	11,4	1 85
50	13,8	1 90

Mittelwerth:

$E = 1\ 980\ 000 \text{ g/cm sec}^2.$

Einstellung am Torsions- kreis	Spiegel- ablesung	Diffe- renzen	Einstellung am Torsions- kreis	Spiegel- ablesung	Diffe- renzen
ϑ	σ	$\Delta\sigma$	ϑ	σ	$\Delta\sigma$
	mm	mm		mm	mm
120°	940	96	280°	431	100
80	844	99	240	331	96
40	745	99	200	235	94
0	646	116	160	141	91
320	530	99	120	50	
280	431				

Mittelwerth:

$$\Delta\sigma = 100,7 \text{ mm.}$$

$$\Delta\vartheta = 40^\circ,$$

$$\Delta q = 1,174^\circ,$$

$$F = \tau \cdot \frac{360^\circ \cdot l_2}{\pi^2 r^4} \cdot \frac{\Delta\vartheta - \Delta q}{\Delta q} = 550\,000 \frac{\text{g}}{\text{cm sec}^2},$$

$$\mu = \frac{E}{2F} - 1 = 0,800.$$

2) Directe Beobachtung zweier linearen Dilatationen.

Bei den Messungen Nr. 6a und 6d wurde ein Cylinder an dem Haken Fig. 2 aufgehängt und mit drei horizontalen Mikroskopen beobachtet, Fig. 15. Das eine (\mathfrak{B}) stand wie früher vor dem unteren Ende, zwei andere (\mathfrak{R} , \mathfrak{L}) rechts und links in mittlerer Höhe des Cylinders. Die Pfeile in der Figur fliegen vom Ocular zum Objectiv. \mathfrak{L} war auf den vorderen, \mathfrak{R} auf den hinteren Rand des Cylinders eingestellt.

0,1 cm nahm bei \mathfrak{R} 20,36, bei \mathfrak{L} 20,54 Scalentheile ein; bis auf $\frac{1}{2}$ Proc. konnte beiderseits:

$$0,1 \text{ cm} = 20,45 \text{ sct.,} \quad 1 \text{ sct.} = 0,004\,890 \text{ cm}$$

gesetzt werden.

Wie die Theilstriche der Ocularmikrometer gezählt wurden, zeigt die Figur.

Die Mikroskope wurden zuerst bei Belastung der Wagschale mit 0, 100, 0 g jedesmal in der Reihenfolge \mathfrak{B} , \mathfrak{R} , \mathfrak{L} , \mathfrak{B} , dann bei den Belastungen 100, 0, 100 g in der Reihenfolge \mathfrak{B} , \mathfrak{L} , \mathfrak{R} , \mathfrak{B} , dann wieder wie vorhin u. s. w. abgelesen. Für jede Belastung wurde das Mittel beider Beobachtungen von \mathfrak{B} und die Diffe-

renz $\Re - \mathfrak{L}$ gebildet; durch Subtraction der für die Belastungen mit 100 g so erhaltenen Zahlen von dem Mittel der benachbarten für unbelastete Wagschale erhielt man die Grössen Δl und $-\Delta 2r$ der Tabellen.

An dem Quotienten μ_1 der hieraus berechneten Quervertraction und Längendilatation wurde eine Correction angebracht, um ihn auf unendlich kleine $\Delta l/l$ zu reduciren. Unser μ_1 ist nämlich eine Function von $\Delta l/l$, wie Röntgen¹⁾ hervorgehoben hat; mit μ bezeichnen wir den Grenzwert:

$$\lim_{\Delta l/l=0} -\frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l}.$$

Das Gesetz, wonach sich μ_1 ändert, ist nun im allgemeinen unbekannt. Würde sich das Volumen v des Cylinders bei der Dehnung nicht ändern, was nach unseren volumetrischen Versuchen annähernd der Fall ist, so hätte man:

$$\frac{v + \Delta v}{v} = 1 \text{ oder } \left(1 + \frac{\Delta l}{l}\right) \left(1 - \mu_1 \frac{\Delta l}{l}\right)^2 = 1,$$

$$0 = 1 - 2\mu_1 + (\mu_1^2 - 2\mu_1) \frac{\Delta l}{l} + \mu_1^2 \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2.$$

Für $\Delta l/l = 0$ ergibt sich daraus:

$$0 = 1 - 2\mu \text{ (oder } \mu = \frac{1}{2}).$$

Also ist:

$$(5) \quad 2\mu = 2\mu_1 + (2\mu_1 - \mu_1^2) \frac{\Delta l}{l} - \mu_1^2 \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2.$$

Nach dem Muster dieser Gleichung, die auch für den allgemeineren Fall:

$$\frac{\Delta v}{v} = c \frac{\Delta l}{l}, \quad c = \text{const.}, \quad \text{also } \mu = \frac{1}{2}(1 - c)$$

gilt²⁾, berechnen wir μ aus μ_1 . Reducirt man die von Wertheim³⁾ in seinen Tabellen II. und III. niedergelegten Beob-

1) Röntgen, Pogg. Ann. 159. p. 601. 1876.

2) Leider habe ich versäumt, die Abhängigkeit von $\Delta v/v$ und $\Delta l/l$ zu verfolgen, wie dies Pulfrich (Wied. Ann. 28. p. 101 f.) für Kautschuk gethan hat.

3) Wertheim, Ann. de chim. et de phys. (3) 23. p. 52; Pogg. Ann. 78. p. 381. 1849.

achtungen an Kautschukstäben mit dieser Formel auf unendlich kleine Dilatationen, so ergibt sich für μ sehr nahe der Werth 0,5.

Nr. 6a.

Länge und Durchmesser des vorigen Cylinders, beobachtet mit drei Mikroskopen.

$l = 9,68$ cm, $P = 100$ g, 1 sc. = 0,006 165 cm,
 $2r = 1,83$ „ 1 sct. = 0,004 890 „

Verlängerung Δl	Längendilatation $\frac{\Delta l}{l}$	Zusammenziehung $-\Delta 2r$	Quercontraction $-\frac{\Delta 2r}{2r}$	$-\frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l}$ μ_1
sc.		sct.		
8,08	0,005 15	0,7	0,001 87	0,364
8,33	5 31	0,75	2 01	378
8,50	5 41	0,9	2 41	445
8,33	5 31	0,7	1 87	353
7,98	5 08	0,95	2 54	500

Mittel: $\Delta l/l = 0,005$ 25,

$\mu_1 = 0,408$

$$\mu = \mu_1 + \left(\mu_1 - \frac{\mu_1^2}{2} \right) \frac{\Delta l}{l} - \frac{\mu_1^2}{2} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 = 0,410.$$

Nr. 6d.

Dieselben Beobachtungen wiederholt.

$l = 9,62$ cm, $P = 100$ g, 1 sc. = 0,006 165 cm,
 $2r = 1,757$ cm, 1 sct. = 0,004 890 „

Verlängerung Δl	Längendilatation $\frac{\Delta l}{l}$	Zusammenziehung $-\Delta 2r$	Quercontraction $-\frac{\Delta 2r}{2r}$	$-\frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l}$ μ_1
sc.		sct.		
8,24	0,005 28	0,75	0,002 09	0,395
8,48	5 43	0,8	2 23	410
7,68	4 92	1,0	2 78	566
7,18	4 60	0,85	2 37	514
7,53	4 82	0,9	2 50	519
7,85	5 03	0,925	2 57	511

Ver- längerung Δl	Längen- dilatation $\frac{\Delta l}{l}$	Zusammen- ziehung $-\Delta 2r$	Quer- contraction $-\frac{\Delta 2r}{2r}$	$-\frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l}$ μ_1
so.		set.		
7,90	0,005 07	0,8	0,002 23	0,440
8,40	5 38	0,825	2 30	426
7,95	5 10	1,025	2 85	560
7,68	4 92	0,9	2 50	509
8,05	5 16	0,9	2 50	485
7,68	4 92	0,975	2 71	551
7,98	5 11	0,875	2 43	476

Mittel: $\Delta l, l = 0,005\ 06,$ $\mu_1 = 0,489$ $\mu = 0,491.$

Bei den Beobachtungen Nr. 12 ist zur Bestimmung von μ_1 folgender Weg eingeschlagen worden. Auf eine matte Glasplatte wurde mit einem Anilinfarbstoff ein Rechteck gezeichnet, dessen Seiten sich über die Ecken hinaus noch etwas fortsetzten; die Platte wurde dann mit einem Leimband in Berührung gebracht, sodass sich das Viereck in aufrechter Stellung auf das Band übertrug. Darauf wurden von dem vertical hängenden Band, das unten die Schale mit oder ohne Gewicht trug, durch vorsichtiges Andrücken von Papierstücken 20 Abzüge gefertigt, welche das Rechteck im gedehnten und ungedehnten Zustande darstellten. Die vier Seiten der Rechtecke wurden sodann unter einem Glasmaassstab gemessen; das Mittel der zwei verticalen Seiten ist als Höhe, das der horizontalen als Breite bezeichnet.

Nr. 12.

Dimensionen eines Rechtecks
auf einem Band von etwa 20 cm Länge, 3 cm Breite, 0,5 cm Dicke.

 $P = 50\text{ g.}$

Höhe des unge- dehnten Rechtecks l	Ver- längerung Δl	Längen- dilatation $\Delta l/l$	Breite des unge- dehnten Rechtecks b	Ver- schmäle- rung $-\Delta b$	Quer- contrac- tion $-\Delta b/b$	$-\frac{\Delta b/b}{\Delta l/l}$ μ_1
cm	cm		cm	cm		
1,772	0,122	0,068 9	1,656	0,61	0,636 2	0,525
1,773	129	72 8	1,653	67	39 8	547

Höhe des unge- dehnten Rechtecks	Ver- längerung	Längen- dilatation	Breite des unge- dehnten Rechtecks	Ver- schmäle- rung	Quer- contrac- tion	$-\frac{\Delta b/b}{\Delta l/l}$
l	Δl	$\Delta l/l$	b	$-\Delta b$	$-\Delta b/b$	μ_1
cm	cm		cm	cm		
1,774	0,130	0,073 3	1,678	0,059	0,035 2	0,480
1,772	139	78 4	1,672	52	31 1	397
1,773	145	81 8	1,675	70	41 8	511
1,799	142	78 9	1,655	68	41 1	521
1,778	175	98 4	1,664	74	44 5	452
1,799	151	83 9	1,663	78	46 9	559
1,786	176	98 5	1,648	70	41 5	421
1,825	130	71 2	1,639	61	37 2	523

Mittel: $\Delta l/l = 0,080 6$ $\mu_1 = 0,494$

$$\mu = \mu_1 + \left(\mu_1 - \frac{\mu_1^2}{2} \right) \frac{\Delta l}{l} - \frac{\mu_1^2}{2} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 = 0,523.$$

Von ähnlicher Grösse wie dies Rechteck sind die unter Nr. 16c gemessenen Dimensionen.

An einem vertical hängenden Cylinder wurden einige Quecksilbertröpfchen angebracht, zwei ungefähr an den Enden eines horizontalen Durchmessers, drei in ähnlichen Abständen vertical übereinander. Das Mikroskop wurde auf eins von zwei Quecksilbertröpfchen gerichtet, deren Abstand gemessen werden sollte. Um das andere in das Gesichtsfeld zu bringen, wurde ein Fresnel'sches Parallelepipedium vor dem Objectiv angebracht, ein flaches Glasprisma, dessen Grundfläche ein gewisses Parallelogramm ist, und dessen Seiten zur Grundfläche senkrecht stehen. Wird das Parallelepipedium, wie Fig. 16 zeigt, so aufgestellt, dass die zwei kleinsten Flächen zur optischen Axe des Mikroskops senkrecht stehen und die eine das Objectiv halb verdeckt, so wird ein der Axe parallel einfallender Lichtstrahl nach dem Durchgang durch das Parallelepipedium, wobei er zweimal totale Reflexion erleidet, seiner ursprünglichen Richtung wieder parallel, aber seitlich verschoben sein. Der Weg, den er im Glase zu durchlaufen hat, muss gleich sein dem Abstand der Vorder- und Hinterfläche, multiplicirt mit dem Brechungsexponenten des Glases gegen Luft. Zwei Punkte einer zur Axe normalen Ebene, von denen einer durch

die Luft, der andere durch das Prisma an derselben Stelle des Gesichtsfeldes gesehen wird, haben dann gegeneinander keine Parallaxe. Zwei Punkte (Theilstriche eines Maassstabs) von bekanntem Abstand und das Ocularmikrometer dienten, den wirklichen Abstand scheinbar zusammenfallender Punkte ein für allemal festzustellen.

Die Lage der Bilder zweier Marken wurde auf dem Ocularmikrometer abgelesen, der Cylinder belastet und wieder die Lage der Punkte bestimmt. Vor und nach diesen vier Beobachtungen wurde mit einem anderen Mikroskop die Lage des unteren Endes des Cylinders festgestellt. Die mit der Quervertraction $-\Delta 2r/2r$ gleichzeitig beobachtete Längendilatation $\Delta L/L$ des ganzen Cylinders, und die mit der Längendilatation in der Mitte des Cylinders, $\Delta' l/l$ gleichzeitig beobachtete Längendilatation $\Delta' L/L$ des ganzen Cylinders waren nicht genau gleich. Es ist anzunehmen, dass die Längendilatation $\Delta l/l$ in der Mitte, welche bei der Beobachtung von $-\Delta 2r/2r$ stattfand, sich zu der gemessenen $\Delta' l/l$ verhielt wie $\Delta L/L$ zu $\Delta' L/L$.

Nr. 16c.

Abstände markirter Punkte

(beobachtet mit dem Mikroskop und dem Fresnel'schen Parallelepipedium) an einem Cylinder aus 1 Gewichtstheil Gelatine, 5 Wasser.

$$\begin{array}{ll} L = 11,5 \text{ cm Länge des Cylinders,} & 1 \text{ Sc.} = 0,006 \, 492 \text{ cm,} \\ P = 100 \text{ g,} & 1 \text{ sc.} = 0,006 \, 165 \text{ cm.} \end{array}$$

Verlängerung des ganzen Cylinders	Längendilatation des ganzen Cylinders	Durchmesser	Zusammenziehung	Quervertraction
ΔL	$\Delta L/L$	$2r$	$-\Delta 2r$	$-\Delta 2r/2r$
Sc.		sc.	sc.	
95,8	0,054 1	298,5	7,35	0,024 6
94,3	53 2	298,1	6,9	23 2
93,4	52 7	297,5	7,55	25 4
94,5	53 3	299,5	6,75	22 5

$$\text{Mittel: } \frac{\Delta L}{L} = 0,053 \, 3,$$

$$-\frac{\Delta 2r}{2r} = 0,023 \, 9.$$

Ver- längerung des ganzen Cylinders	Längen- dilatation des ganzen Cylinders	Verticalab- stand zweier Punkte	Zunahme des Abstandes	Längen- dilatation
ΔL	$\Delta L/L$	l	Δl	$\Delta l/l$
sc. 98,0	0,055 3	sc. 319,8	sc. 16,4	0,051 3
106,1	59 9	320,7	17,1	53 3
92,8	52 4	321,0	17,25	53 7
100,7	56 8	330,5	19,7	59 6

Mittel: $\Delta L/L = 0,056 1$, $\Delta l/l = 0,054 5$.

$$\frac{\Delta l}{l} : \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta L}{L} : \frac{\Delta L}{L}, \quad \frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{\Delta L}{L} : \frac{\Delta L}{L} = 0,051 8,$$

$$\mu_1 = - \frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l} = 0,462,$$

$$\mu = 0,480.$$

Bei einer vierten Beobachtungsreihe dieser Gruppe lag die kleine Stelle des Cylinders, deren Deformationen untersucht wurden, ganz im Gesichtsfeld des Mikroskops. Es würde genügen, die beiden Coordinaten eines am Cylinder markirten Punktes in Bezug auf die durch einen zweiten gelegte Horizontalebene und Verticallinie bei verschiedenen Dehnungen zu bestimmen. Ich maass jedoch den horizontalen Abstand zweier Punkte (Quecksilbertröpfchen) und den verticalen zweier anderen (nach Drehung des Oculars um 90°). Proportional jenem horizontalen Abstand ist der Durchmesser, vorausgesetzt, dass die Structur des Cylinders in allen benachbarten Punkten gleicher Höhe und gleicher Entfernung von der Axe dieselbe und gegen letztere in gleicher Weise orientirt ist.

Nr. 10c.

Abstände markirter Punkte
im Gesichtsfeld des Mikroskops.

 $P = 200 \text{ g}$,

1 sc. = 0,006 165 cm.

Vertical- abstand b. unge- dehntem Cylinder	Aende- rung des Vertical- abstandes	Längen- dilatation	Horizon- talabstand bei unge- dehntem Cylinder	Abnahme des Hori- zontal- abstandes	Quer- contrac- tion	$-\frac{\Delta b/b}{\Delta l/l}$
l	Δl	$\Delta l/l$	b	$-\Delta b$	$-\Delta b/b$	μ_1
sc. 44,2	sc. 2,1	0,047 5	sc. 39,4	sc. 0,8	0,020 3	0,427
44,22	2,37	53 7	39,35	0,85	21 6	402

Vertical- abstand b. unge- dehntem Cylinder l	Aende- rung des Vertical- abstandes Δl	Längen- dilatation $\Delta l/l$	Horizon- talabstand bei unge- dehntem Cylinder b	Abnahme des Hori- zontal- abstandes $-\Delta b$	Quer- contrac- tion $-\Delta b/b$	$-\frac{\Delta b/b}{\Delta l/l}$ μ_1
sc.	sc.		sc.	sc.		
44,38	1,93	0,043 4	39,35	0,85	0,021 6	0,498
44,35	2,25	50 7	39,4	1,0	25 4	500
44,35	2,35	53 0	39,47	0,97	24 7	466

Mittel: $\Delta l/l = 0,049 7,$ $\mu_1 = 0,459$

$$\mu = \mu_1 + \left(\mu_1 - \frac{\mu_1^2}{2} \right) \frac{\Delta l}{l} - \frac{\mu_1^2}{2} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 = 0,476.$$

3) Beobachtung der Länge und des Leitungswiderstandes.

Diese neue Methode zur Bestimmung von μ hat Herr Professor Quincke mir angegeben. Sie setzt voraus, dass der spezifische Widerstand der Substanz im gedehnten Zustand merklich eben so gross ist wie im natürlichen.

Der spezifische Widerstand eines homogenen Cylinders sei in einer willkürlichen Einheit gleich $1/\pi$. Dann hat der Widerstand w die Grösse l/r^2 . Durch Dehnen geht w über in:

$$w + \Delta w = \frac{l + \Delta l}{(r + \Delta r)^2},$$

und es ist, unabhängig von der Widerstandseinheit:

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{\frac{l + \Delta l}{r^2 + 2r \Delta r + \Delta r^2} - \frac{l}{r^2}}{\frac{l}{r^2}} = \frac{1 + \frac{\Delta l}{l}}{1 + 2 \frac{\Delta r}{r} + \left(\frac{\Delta r}{r} \right)^2} - 1$$

$$= \frac{\frac{\Delta l}{l} + 2\mu_1 \frac{\Delta l}{l} - \mu_1^2 \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2}{1 - 2\mu_1 \frac{\Delta l}{l} + \mu_1^2 \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2},$$

$$\frac{\frac{\Delta w}{w}}{\frac{\Delta l}{l}} = 1 + 2\mu_1 + (2\mu_1 + 3\mu_1^2) \frac{\Delta l}{l} + (3\mu_1^2 + 4\mu_1^3) \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 + \dots$$

Wir setzen:

$$\frac{\Delta w/w}{\Delta l/l} = 1 + 2\mu_0.$$

Dann ist:

$$2\mu_0 = 2\mu_1 + (2\mu_1 + 3\mu_1^2) \frac{\Delta l}{l} + (3\mu_1^2 + 4\mu_1^3) \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \dots$$

Aus dieser Gleichung folgt in Verbindung mit:

$$(5) \quad 2\mu = 2\mu_1 + (2\mu_1 - \mu_1^2) \frac{\Delta l}{l} - \mu_1^2 \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2:$$

$$2(\mu_0 - \mu) = 4\mu_1^2 \frac{\Delta l}{l} + (4\mu_1^2 + 4\mu_1^3) \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \dots$$

Nun ist:

$$4\mu_1^2 = 4\mu_0^2 - 4\mu_0(2\mu_0 + 3\mu_0^2) \frac{\Delta l}{l} + \dots,$$

$$4\mu_1^3 = 4\mu_0^3 + \dots,$$

also:

$$2(\mu_0 - \mu) = 4\mu_0^2 \frac{\Delta l}{l} + (-4\mu_0^2 - 8\mu_0^3) \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \dots$$

oder:

$$\mu = \mu_0 - 2\mu_0^2 \frac{\Delta l}{l} + (2\mu_0^2 + 4\mu_0^3) \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \dots$$

Die Widerstandsbestimmung geschah nach der Brückenmethode mit Wechselströmen und Telephon als Galvanoskop. Die Apparate (s. Fig. 17) waren: ein Inductor und eine Brückenwalze nach Kohlrausch, und ein oder zwei Siemens'sche Telephone. Der Inductor wurde durch einen Bunsen'schen Becher erregt. Als Vergleichswiderstand (W der Figur) dienten 1000 oder 100 S.-E. Der Widerstand der Zuleitung betrug bei Nr. 13 nur 0,106 S.-E., konnte also sonst vernachlässigt werden. Die Einstellung auf das Minimum des Tons war etwas unsicher. Jede Widerstandsmessung der Tabellen ist als Mittel der für zwei Einstellungen der Brückenwalze berechneten Widerstände gefunden. Dem Gemisch, woraus Cylinder Nr. 13 und Band Nr. 14 gegossen sind, ist zur Verbesserung des Leitungsvermögens etwas Kochsalz zugesetzt worden.

Bei Cylinder 13 wurde gleichzeitig mit Länge und Widerstand der Durchmesser in der Mitte mittelst des Stangenzirkels

gemessen. Die Zahlen sind Mittel aus je zwei zu Anfang und Ende jeder bestimmten Belastung gemachten Messungen.

Das aus den directen Beobachtungen von Länge und Dicke abgeleitete μ stimmt ziemlich schlecht mit dem aus den Widerstandsänderungen berechneten überein. Letztere Werte sind nach allen drei Beobachtungsreihen wesentlich kleiner als 0,5. Vielleicht lässt sich daraus schliessen, dass das Leitungsvermögen in der Richtung des Zuges beim Dehnen grösser geworden ist. Analog fand Mach¹⁾, dass Leimcylinder durch Dehnen optisch positiv doppelbrechend werden, womit Bertin's²⁾ Beobachtung übereinstimmt, dass käufliche Gelatineplatten, wie sie zuweilen von Lithographen gebraucht werden, sich optisch negativ verhalten.

Nr. 10a.

Länge und Widerstand
eines Cylinders aus 1 Gewichtstheil Gelatine, 2 Glycerin.

$l = 11,50$ cm Länge des Cylinders,

1 sc. = 0,006 165,

$P = 100$ g.

Verlängerung	Längendilatation	Widerstand des ungedehnten Cylinders	Widerstandszunahme		$\frac{\Delta w/w}{\Delta l/l}$	
Δl	$\Delta l/l$	w	Δw	$\Delta w/w$	$1 + 2\mu_0$	μ_0
sc.		S.-E.	S.-E.			
80,9	0,043 4	7 230	584	0,080 8	1,862	0,431
79,9	42 8	7 235	594	82 2	1,918	459
80,2	43 0	7 238	572	79 1	1,839	420
80,9	43 4	7 240	600	82 9	1,911	455
82,0	43 9	7 244	598	82 5	1,878	439

Mittel: $\Delta l/l = 0,043 3$,

$\mu_0 = 0,441$

$$\mu = \mu_0 - 2\mu_0^2 \frac{\Delta l}{l} + (2\mu_0^2 + 4\mu_0^3) \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \dots = 0,426.$$

1) Mach, Optisch-akustische Versuche. Prag 1873.

2) Bertin, Ann. de chim. et de phys. 15. p. 129. 1878. Vgl. Klocke, N. Jahrb. f. Mineral. 2. p. 249. 1882.

Nr. 13.

Länge, Durchmesser und Widerstand
eines Cylinders aus 1 Gewichtstheil Gelatine, 4 Wasser,
0,2 Kochsalz.

$l = 11,05$ cm Länge des Cylinders,

$1 \text{ sc.} = 0,006\ 165$ cm (Mikroskop),

$1''' = 0,225\ 03$ cm (Stangenzirkel),

$P = 50$ g.

Ver- längerung	Längen- dilatation	Durch- messer des ungedehnten Cylinders	Zu- sammen- ziehung	Quer- contraction	$-\frac{\Delta 2r/2r}{\Delta l/l}$
Δl	$\Delta l/l$	$2r$	$-\Delta 2r$	$-\Delta 2r/2r$	μ_1
sc.		'''	'''		
54,6	0,030 5	8,70	0,167 5	0,019 2	0,632
54,2	30 2	8,69	170	19 6	647
54,05	30 2	8,70	157 5	18 1	600
56,35	31 4	8,70	175	20 1	655
56,1	31 3	8,66	187 5	21 7	692
55,85	31 2	8,46	162 5	19 2	616
56,35	31 4	8,44	160	19 0	603
56,7	31 6	8,42	180	21 4	676
57,25	31 9	8,39	170	20 3	634

Mittel: $\Delta l/l = 0,031\ 1$,

$\mu_1 = 0,639$.

$$\mu = \mu_1 + \left(\mu_1 - \frac{\mu_1^2}{2} \right) \frac{\Delta l}{l} - \frac{\mu_1^3}{2} \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 = 0,653.$$

Widerstand des ungedehnten Cylinders	Widerstands- zunahme		$\frac{\Delta w/w}{\Delta l/l}$	
w	Δw	$\Delta w/w$	$1 + 2\mu_0$	μ_0
S.-E.	S.-E.			
103,7	6,20	0,059 9	1,964	0,482
103,4	5,55	53 7	1,775	388
103,5	5,61	54 2	1,798	399
103,9	5,57	53 6	1,704	352
104,4	5,76	55 2	1,763	381
105,1	6,06	57 6	1,850	425
105,0	6,05	57 6	1,833	417
105,2	5,88	55 8	1,765	382
105,6	5,98	56 7	1,775	388

Mittel:

$\mu_0 = 0,402$.

$$\mu = \mu_0 - 2\mu_0^2 \frac{\Delta l}{l} + (2\mu_0^2 + 4\mu_0^3) \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 + \dots = 0,392.$$

Vgl.

Nr. 14.

Länge und Widerstand
eines Bandes aus Leim und Kochsalz.

$$P = 20 \text{ g.}$$

Länge	Ver- länge- rung	Längen- dilatation	Wider- stand	Wider- stands- zunahme		$\frac{\Delta w}{w}$ $\frac{\Delta l}{l}$	
l	Δl	$\Delta l/l$	w	Δw	$\Delta w/w$	$1 + 2\mu_0$	μ_0
cm	cm		S.-E.	S.-E.			
9,86	0,150	0,015 2	286	6,86	0,024 0	1,579	0,289
9,88	135	13 7	287	8,17	28 4	2,080	540
9,88	135	13 7	289	5,85	20 2	1,477	239
9,88	136	13 7	293	7,90	27 0	1,963	481
9,89	128	12 9	295	7,38	24 9	1,929	465

Mittel: $\Delta l/l = 0,013 8,$

$\mu_0 = 0,403.$

$$\mu = 0,398.$$

4) Längen- und Volumendilatation.

Die Messung der gleichzeitig stattfindenden Aenderungen von Länge und Volumen liefert μ unter der Voraussetzung p. 640:

$$\frac{\Delta v}{v} = c \frac{\Delta l}{l}, \quad c = \text{const.}:$$

$$\mu = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Delta v/v}{\Delta l/l} \right).$$

Die Methode von Cagniard Latour wurde dahin abgeändert, dass der Cylinder durch magnetische Fernwirkung gedehnt wurde. Ein geräumiges Probirglas wurde mit Rapsöl gefüllt und mit einem guten Kork verschlossen, s. Fig. 8. Durch dessen Mitte ging ein Messingdraht mit Haken, seitlich und zu ihm parallel eine Capillarröhre; der Stand des Oeles konnte mit den Strichen eines dahinter befestigten Glasmaassstabs verglichen werden. — Ein Brettchen mit zwei Löchern lag auf der Gabel eines Bunsen'schen Halters. Das Glasrohr und der Messingdraht wurden von unten durch die Löcher gesteckt und an letzterem eine cylindrische Klemmschraube befestigt, sodass das Probirglas ziemlich frei herabhing. — In dem

Haken des Messingdrahtes lag der obere Bügel des zu untersuchenden Cylinders. Der untere Bügel trug ein Stückchen Rundeisen von etwa 25 g Gewicht; bei Nr. 15 war es einfach am Cylinder durch Erwärmen festgeklebt.

Der Apparat wurde so aufgestellt, dass das Eisenstück sich etwas über der Verbindungslinie der Pole eines grösseren Electromagnetes befand. Der Strom eines Bunsen'schen Elements genügte, um das Eisenstück einige Millimeter abwärts zu ziehen. Das Probirglas wurde so an das eine Polende gelehnt, dass es bei der Erregung des Electromagnetes keine Erschütterung erfuhr. Um Wärmestrahlen abzuhalten, war das Glas lose mit Stanniol umhüllt, in das die nöthigen Oeffnungen geschnitten waren.

Das Volumen des Cylinders änderte sich beim Dehnen so wenig, dass am Stande der Flüssigkeit mit blossem Auge kaum ein Unterschied bemerkt werden konnte. Ich machte daher eine Reihe mikroskopischer Beobachtungen. Bei Nr. 16b, wo sie am besten durchgeführt sind, wurde der Strom von 15 zu 15 sec. abwechselnd geschlossen und geöffnet; jeweils kurz vorher fand eine Ablesung statt. Erst wurde 17 mal ein Strich des Maassstabes beobachtet, um die Senkung des ganzen Apparates in Rechnung ziehen zu können; dann das Eisenstück (9mal), dann der Stand der Flüssigkeit (65 mal), dann abermals das Eisen (8mal) und der Maassstab (21 mal). Die Senkung des Apparats wurde zu 0,34 sc. und 0,30 sc. gefunden (1 sc. = 0,006 165 cm), die Senkung des Eisenstücks zu 65,7 Sc. bis 65,1 Sc. (1 Sc. = 0,006 492 cm), die Hebung des tiefsten Punktes der capillaren Flüssigkeitsoberfläche zu +0,95 sc., bis -0,4 sc., im Mittel -0,032 sc. Die mittlere Senkung des Apparats ist von der des Eisenstückes zu subtrahiren, zur Hebung des Flüssigkeitsstandes zu addiren, wodurch letzterer einen positiven Werth bekommt. So sind die Zahlen Δl und Δh der Tabelle erhalten worden.

Der Querschnitt des Steigrohrs wurde durch Wägung einer kleinen Quecksilbermenge bestimmt, die eine gemessene Länge im Rohr einnahm.

3) Länge und Widerstand ($1 + 2\mu_0$):

Nr.	10a	13	14
$\mu =$	0,426	0,392	0,398

Mittel $\mu = 0,405$.4) Länge und Volumen ($1 - 2\mu$):

Nr.	15a	15b	16a	16b
$\mu =$	0,499 978	0,499 986	0,499 978	0,499 994

Mittel $\mu = 0,499 984$.

Wir ziehen aus diesen Resultaten, verbunden mit der für homogene Cylinder gültigen Ueberlegung, dass $\mu \leq 0,5$, den Schluss, dass für Gallerten aus Gelatine und zwei bis fünfmal soviel Wasser μ zwischen 0,499 9 und 0,5 liegt.

Heidelberg, im December 1885.

VIII. *Untersuchungen über die Zeitdauer des Stosses von Cylindern¹⁾ und Kugeln; von Max Hamburger.*

(Breslau Taf. VI Fig. 7.)

Untersuchungen über den Stoss elastischer cylindrischer Stäbe sind von vielen Physikern angestellt worden; vor allen anderen waren es französische Forscher, die sich mit diesem Gegenstande beschäftigt haben; zuerst Cauchy²⁾, dann Poisson³⁾ und in neuerer Zeit St. Venant.⁴⁾ Der Letzte der Genannten hat das Problem am eingehendsten behandelt; er hat die Untersuchungen von Cauchy und Poisson discutirt und gezeigt, wie weit dieselben richtig sind. Er ist endlich übergegangen zu Stäben von verschiedenem Querschnitt, und hat für diesen Fall die Verrückungen,

1) Vorliegende Arbeit ist, soweit sie sich auf den Stoss von Cylindern bezieht, ein Auszug des Herrn Verfassers aus seiner Dissertation. (Breslau 1885).

2) Cauchy, Buhl. de sc. de la soc. phil. p. 180. 1826.

3) Poisson, Traité de mécanique. 2. p. 331.

4) St. Venant, Liouv. Journ. 12. p. 237. 1867.

Spannungen, Geschwindigkeiten und die Zeitdauer des Stosses der Stäbe untersucht. Auch von F. Neumann¹⁾ ist das Problem aufgenommen und auf die falschen Schlüsse bei Poisson hingewiesen worden. Die genannten Arbeiten behandeln den Stoss nur vom theoretischen Standpunkte, und die Resultate derselben sind erst später auf ihre Uebereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen über diesen Gegenstand geprüft worden. Die Beobachtungen von Voigt²⁾ haben ergeben, dass die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Praxis höchst mangelhaft, und dass die Abweichungen zwischen beiden bedeutend grösser sind, als diejenigen, welche Beobachtungsfehler verursachen können. Er hat infolge dessen eine etwas abgeänderte Theorie gegeben, indem er nicht, wie die oben genannten Physiker, Continuität an der Berührungsstelle annahm, sondern die Voraussetzung machte, dass sich daselbst eine Zwischenschicht befinde, die ihre Dicke in irgend einer Weise mit dem Drucke ändere. Voigt hat seine Theorie mit dem Experiment verglichen und in gewissen Fällen (geringe Geschwindigkeit der stossenden Stäbe) eine gute Uebereinstimmung zwischen beiden gefunden. Seine experimentellen Untersuchungen erstrecken sich aber nur auf einen Theil der beim Stosse in Betracht kommenden Erscheinungen, nämlich auf das Zurückspringen der Stäbe nach dem Stosse, worüber auch von Boltzmann³⁾ und Hausmaninger⁴⁾ Beobachtungen angestellt worden sind. Die für den Stoss wichtige Bestimmung der Zeitdauer ist durch Versuche von Schneeбели⁵⁾ und Hausmaninger⁶⁾ ermittelt worden. Die Resultate der Beobachtung sind von Schneeбели nicht mit der von St. Venant aufgestellten Theorie verglichen worden, sondern derselbe hat versucht,

1) F. Neumann, Theorie d. Elasticität. Leipzig 1885. p. 332.

2) W. Voigt, Wied. Ann. 19. p. 44. 1883.

3) Boltzmann, Wied. Ann. 17. p. 343. 1882.

4) Hausmaninger, Wien. Ber. 88. II. p. 768. 1883.

5) Schneeбели, Vierteljahresschr. d. naturforschenden Ges. zu Zürich. 15. p. 257. 1870; 18. p. 52. 1873 u. Pogg. Ann. 143. p. 239. 1871; 145. p. 328. 1872.

6) Hausmaninger, l. c.

eine neue Theorie für die Zeitdauer des Stosses aufzustellen. Da er jedoch die Aufgabe nur mit Hülfe der Principien der Mechanik zu lösen versuchte, ohne Rücksicht auf die Wellen, die sich in dem Stabe infolge der erhaltenen Erschütterungen fortpflanzen, so waren und konnten seine Resultate nicht im Einklange sein mit den wirklichen Vorgängen, also auch nicht mit den experimentellen Ergebnissen.

Da die Versuche über die Zeitdauer des Stosses bisher nur in geringer Zahl angestellt worden sind, und die Resultate der beiden Physiker, die sich mit diesem Gegenstande beschäftigt haben, einander theilweise widersprechen, so schien es mir von Nutzen, die Zeitdauer des Stosses von cylindrischen Stäben zu bestimmen und die Resultate mit der Theorie von St. Venant, resp. Voigt zu vergleichen. Dass eine vollkommene Uebereinstimmung, abgesehen von den Beobachtungsfehlern, nicht möglich ist, konnte ich von vornherein wissen, da St. Venant und Voigt von der Gleichung: $(d^2u/dt^2) = K^2(d^2u/dx^2)$ ausgehen, d. h. von einer Gleichung, die nur für sehr dünne Stäbe gilt. Die Untersuchungen werden zeigen, dass die Theorie von St. Venant mit den Ergebnissen des Experimentes nicht übereinstimmt.

Die Bestimmung der Zeitdauer des Stosses wurde nach der Pouillet'schen¹⁾ Methode mit Hülfe eines Galvanometers vorgenommen. Ich verwendete hierbei zur Fixirung der Zeitdauer, die einem bestimmten Galvanometerausschlag entsprach, ebenso wie Schneebeli, ein Pendel, mit welchem ich nach längerem Versuchen schliesslich gut übereinstimmende Resultate erhielt.

Die stossenden Stäbe waren aus hartem Messing²⁾ und hingen an dünnen plattirten Kupferdrähten, die an Querstreifen eines grossen Holzrahmens befestigt waren. Jeder Cylinder war an zwei solchen Drähten aufgehängt, die in kleinen Rinnen des Stabes festgelegt waren. Als Stromquelle dienten zwei Bunsen-Elemente. Die Intensität des Stromes

1) Pouillet, Pogg. Ann. 64. p. 452. 1845.

2) Schneebeli stellte seine Beobachtungen mit Stahlcylindern an, Hausmaninger mit Cylindern von Kautschuk und Glas.

wurde vor jedem Versuche mit Hülfe von Tangentenbussole und Rheostat regulirt.

Bei den ersten Versuchen war der eine Stab durch Schrauben festgelegt, während der zweite um einen bestimmten Winkel abgelenkt wurde und axial gegen den ersteren stiess. Ich habe diese Versuche aufgegeben, weil ich auf diese Weise keine genügende Uebereinstimmung gleichartiger Versuche, die an verschiedenen Tagen angestellt wurden, erreichen konnte. Der Grund hierfür liegt wohl darin, dass ein Theil der elastischen Wellen immer durch den Stab hindurchgeht, wenn auch die Schrauben, mit denen er befestigt ist, möglichst stark angezogen werden, und es müssen sich daher die Stosserscheinungen ändern, je nachdem die Schrauben stärker oder schwächer angezogen werden. Doch konnte man jedenfalls aus den Beobachtungen ersehen, dass in diesem Falle die Zeitdauer des Stosses grösser ist, als wenn beide Stäbe frei hängen.

Die folgenden Angaben gelten für Cylinder, die frei hingen. Die horizontalen Amplituden wurden in Millimetern abgelesen, und zwar, um Parallaxe zu vermeiden, an einer Spiegelscala. Die Kreisflächen, welche gegen einander stiessen, wurden sorgfältig eben geschliffen. Um mich zu überzeugen, dass bei den grössten Amplituden, um die der stossende Cylinder abgelenkt wurde, die Elasticitätsgrenze des angewendeten Materials nicht überschritten war, wurden die Versuche zuerst bei kleinen Amplituden, dann aufsteigend bis zu den grössten durchgeführt und dann noch einmal die Ausschläge des Galvanometers bei den kleinsten Ablenkungen der Stäbe beobachtet und mit den zuerst bestimmten verglichen. Ferner wurden die Stossflächen vor und nach dem Stosse mit der Lupe besehen.

Die Abhängigkeit der Stosszeit von der Geschwindigkeit wurde zuerst untersucht. Der eine Stab war bei Beginn des Stosses in der Ruhelage, und zwar wurde hierzu immer derselbe Cylinder genommen. Derselbe war 300 mm lang und 10,3 mm dick. Jeder Versuch wurde mehrere mal angestellt.

L
Geschwindigkeit in mm
Zeitdauer in Sec
zeit
man
digke
so er
keit g
nung
Grös
wähl
Punk
dem
sentli
durch
schwi
schwi
digke
ander
Die
resp.
Läng
L
L
Geschwindigkeit in mm
Zeitdauer in Sec
L
Geschwindigkeit in mm
Zeitdauer in Sec
Ann.

Länge des stossenden Stabes 300 mm, Dicke 10,3 mm.

Geschwindigkeit in mm	12,1	20,1	40,3	80,5	120,8	201,5	404,1
Zeitdauer in Sec.	0,000 710	0,000 651	0,000 624	0,000 605	0,000 598	0,000 592	0,000 587

Einen besseren Ueberblick der Abhängigkeit der Stosszeit von der Geschwindigkeit des stossenden Stabes erhält man durch graphische Darstellung. Trägt man die Geschwindigkeit als Abscisse, die entsprechende Zeit als Ordinate auf, so ergibt sich die Curve I Fig. 7. Dieselbe liegt in Wirklichkeit gegen das Coordinatensystem nicht so, wie in der Zeichnung, sondern die Ordinaten sind sämtlich um dieselbe Grösse kleiner gemacht, und zwar um 500 der daselbst gewählten Einheiten, sodass also für die Ordinate des ersten Punktes nicht 710, sondern 210 Einheiten aufgetragen sind; dem entsprechend für die übrigen Punkte. Da es hier wesentlich auf den Verlauf der Curve ankommt, so wird dadurch nichts geändert.

Es zeigt sich, dass die Stosszeit mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt, und zwar schnell bei kleinen Geschwindigkeiten, sehr langsam dagegen bei grossen Geschwindigkeiten. Dieses Resultat ist offenbar unabhängig von allen anderen Verhältnissen der Stäbe, wie Länge und Querschnitt. Die Curven II, III, IV zeigen dies für Stäbe von 200, resp. 400 mm Länge und 10,3 mm Dicke und für 300 mm Länge und 15 mm Dicke.

Dieselben ergeben sich aus folgenden Daten:

Länge des stossenden Stabes 200 mm, Dicke 10,3 mm.

Geschwindigkeit in mm	12,1	20,1	40,3	80,5	120,8	201,5	404,1
Zeitdauer in Sec.	0,000 675	0,000 632	0,000 612	0,000 597	0,000 590	0,000 584	0,000 580

Länge des stossenden Stabes 400 mm, Dicke 10,3 mm.

Geschwindigkeit in mm	20,1	40,3	80,5	120,8	201,5	404,1
Zeitdauer in Sec.	0,000 671	0,000 644	0,000 625	0,000 615	0,000 605	0,000 599

Länge des stossenden Stabes 300 mm, Dicke 15,15 mm.

Geschwindigkeit in mm	40,3	80,5	120,8	201,5	404,1
Zeitdauer in Sec.	0,000 639	0,000 614	0,000 604	0,000 599	0,000 592

Nach der Theorie des Stosses dünner cylindrischer Stäbe von St. Venant ergibt sich für die Verrückungen:

$$u = \frac{a_1 V_1}{a_1 + a_2} t + 2 \frac{a_1 + a_2}{\pi^2} \frac{V_1}{k} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} \sin \frac{i\pi a_1}{a_1 + a_2} \cos \frac{i\pi x}{a_1 + a_2} \sin \frac{i\pi k t}{a_1 + a_2},$$

wo V_1 die Geschwindigkeit des stossenden Stabes, a_1 seine Länge, a_2 diejenige des ruhenden Stabes, k die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen ist. St. Venant findet als erste Nothwendigkeit für die Trennung der Stäbe, dass die Geschwindigkeit derselben an der Berührungsstelle einen verschiedenen Werth habe. Dies tritt ein zur Zeit $t = 2a_1/k$, wo a_1 die Länge des kürzeren Stabes, also zu der Zeit, in der die elastischen Wellen in dem kürzeren Stabe hin- und zurückgegangen sind. In diesem Zeitmoment kann die Trennung eintreten. Sie muss spätestens eintreten zur Zeit $t = 2a_2/k$, wo a_2 die Länge des grösseren Stabes bedeutet. Denn in diesem Zeitmoment ist die Geschwindigkeit der Stäbe an der Berührungsstelle verschieden, die Spannung des kürzeren Stabes Null, die Dilatation des längeren Stabes hat ihr Maximum erreicht. Hiernach wäre also die Zeitdauer des Stosses unabhängig von der Geschwindigkeit, was allgemein nicht richtig ist.

Die Theorie von Voigt enthält diejenige von St. Venant als speciellen Fall. Voigt nimmt, wie schon früher angeführt wurde, an der Berührungsstelle eine Zwischenschicht an, begrenzt von zwei sehr nahen Querschnitten. Bezeichnet man die Dicke der Zwischenschicht mit l , den auf die Einheit der Fläche wirkenden Druck mit p , die hieraus resultirende Compression der Zwischenschicht mit δl , den Querschnitt derselben mit q , ferner die Elasticitätscoëfficienten und Querschnitte der Stäbe mit E_1, E_2 und q_1, q_2 , so verlangt Voigt, dass folgende Bedingung für die Berührungsfläche bestehe:

chur
setzt
von
digk
Stos
Dat
der
der
dah
über

Theo
schw
nach
annä

wo
ihre
risch
vorn
der
ergib
hier
gröss
dem
mit
gleich
doch
recip
mit

1)
Zurück
zu de
Theor

$$E_1 q_1 \frac{du_1}{dx} = E_2 q_2 \frac{du_2}{dx} = \frac{eq}{l} (u_2 - u_1), \quad \text{wo } e = \frac{pl}{\delta l}.$$

Wenn $(eq/l) = \infty$ wird, so geht diese Bedingungsgleichung, welche die alleinige Abweichung von den Voraussetzungen von St. Venant ausmacht, in die entsprechende von St. Venant über. Dies tritt ein, wenn die Geschwindigkeit des stossenden Stabes sehr gross ist. Bei grossen Stossgeschwindigkeiten ändert sich, wie die experimentellen Daten ergaben, die Zeitdauer des Stosses sehr wenig mit der Geschwindigkeit; es sind also für diesen Fall die aus der Theorie von St. Venant sich ergebenden Resultate und daher auch diejenigen von Voigt¹ mit dem Experiment übereinstimmend.

Für beliebig gewählte Geschwindigkeiten lässt sich die Theorie von Voigt nicht durchführen. Für kleine Geschwindigkeiten der stossenden Stäbe ergibt sich bei Vernachlässigung gewisser Glieder für die Zeitdauer des Stosses annähernd:

$$t = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{eq}{l} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}},$$

wo m_1 und m_2 die Massen der Stäbe, die übrigen Grössen ihre schon oben angegebene Bedeutung haben. Eine numerische Bestimmung der Zeitdauer lässt sich hiernach nicht vornehmen, da e abhängig ist von der Dicke und Elasticität der Zwischenschicht, die wir nicht ermitteln können. Doch ergibt sich, dass mit zunehmendem Drucke, oder worauf es hier ankommt, mit zunehmender Geschwindigkeit der Nenner grösser wird, also t kleiner, mithin in Uebereinstimmung mit dem Experiment, dass die Zeitdauer des Stosses abnimmt mit wachsender Geschwindigkeit der stossenden Stäbe. Obgleich der Druck proportional der Geschwindigkeit, darf man doch nicht schliessen, dass die Zeitdauer proportional der reciproken Wurzel aus der Geschwindigkeit ist, da δl sich mit dieser nach einem unbekannten Gesetze ändert.

1) Bei den experimentellen Untersuchungen, die Voigt über das Zurückspringen der Stäbe nach dem Stosse angestellt hat, ist er auch zu dem Resultate gekommen, dass für grössere Geschwindigkeiten die Theorie von St. Venant mit dem Experiment übereinstimmt.

Bei den Beobachtungen der Abhängigkeit der Stosszeit von der Länge des stossenden Stabes wurden die Längen von 100 bis 400 mm variirt. Der ruhende Stab war 300 mm lang; alle Stäbe waren gleich dick. Es ergaben sich folgende Tabellen:

Geschwindigkeit 40,3 mm.

Länge d. stoss. Stabes in mm	100	150	200	300	400
Zeitdauer in Secunden	0,000 599	0,000 605	0,000 612	0,000 624	0,000 644

Geschwindigkeit 80,5 mm.

Länge d. stoss. Stabes in mm	100	150	200	300	400
Zeitdauer in Secunden	0,000 588	0,000 592	0,000 597	0,000 605	0,000 625

Geschwindigkeit 120,8 mm.

Länge d. stoss. Stabes in mm	100	150	200	300	400
Zeitdauer in Secunden	0,000 581	0,000 586	0,000 590	0,000 598	0,000 615

Geschwindigkeit 201,5 mm.

Länge d. stoss. Stabes in mm	100	150	200	300	400
Zeitdauer in Secunden	0,000 576	0,000 580	0,000 584	0,000 592	0,000 605

Geschwindigkeit 404,1 mm.

Länge d. stoss. Stabes in mm	100	150	200	300	400
Zeitdauer in Secunden	0,000 572	0,000 576	0,000 580	0,000 587	0,000 599

Die Zeitdauer des Stosses wächst also mit der Länge des Stabes. Auch hier wird das Resultat durch graphische Darstellung übersichtlicher. Trägt man die jeder Geschwindigkeit entsprechenden Werthe so auf, dass die Abscissen die Länge des Cylinders, die Ordinaten die Zeitdauer angeben, so erhalten wir fast genau eine gerade Linie. Die Ordinaten sind hier um 450 Einheiten verkleinert (Curve V bis IX, Fig. 7). Der fünfte Punkt auf jeder Curve, der aus den Daten für den längsten Stab bestimmt wurde, weicht erheblich von der Geraden ab. Es war mir nachträglich nicht mehr möglich, die Versuche mit diesem Stabe zu wiederholen, um den Grund der Abweichung zu erfahren.

Doch glaube ich, dass die geraden Linien, welche aus je vier Punkten bei fünf verschiedenen Geschwindigkeiten resultiren, genügenden Aufschluss geben. Die Abhängigkeit der Stosszeit von der Länge des Cylinders lässt sich demnach annähernd durch eine lineare Gleichung darstellen. Die Theorie von St. Venant ergibt auch eine Zunahme der Stosszeit mit der Länge; aber nach St. Venant ist das Wachsen der Zeit proportional der Länge und viel schneller als nach den Beobachtungen. Nach der Theorie von Voigt ist:

$$t = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{q}{l} \frac{p}{\delta l} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}}$$

und für gleich dicke Stäbe:

$$t = \frac{\pi \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{\frac{q}{l} \frac{p}{\delta l} (L_1 + L_2)}},$$

wo L_1 und L_2 die Längen der Cylinder. Obgleich nun bei wachsendem L_1 das Product $L_1 L_2$ schneller wächst, als die Summe $L_1 + L_2$, so ergibt sich daraus noch nicht für alle Fälle ein Wachsen von t , weil mit wachsendem L_1 auch p und δl grösser werden.

Die Beziehungen zwischen Stosszeit und Dicke der Cylinder wurden an Stäben untersucht, deren Dicke zwischen 5 und 20 mm variirte. Der ruhende Stab war 300 mm lang und 10,3 mm dick. Alle übrigen Stäbe hatten dieselbe Länge.

Geschwindigkeit 40,3 mm.

Dicke des Stabes in mm .	5,6	10,3	15,15	20,2
Zeitdauer in Secunden .	0,000 610	0,000 624	0,000 639	0,000 654

Geschwindigkeit 80,5 mm.

Dicke des Stabes in mm .	5,6	10,3	15,15	20,2
Zeitdauer in Secunden .	0,000 596	0,000 605	0,000 614	0,000 624

Geschwindigkeit 201,5 mm.

Dicke des Stabes in mm .	5,6	10,3	15,15	20,2
Zeitdauer in Secunden .	0,000 583	0,000 592	0,000 599	0,000 607

Die Zeitdauer des Stosses nimmt also zu mit der Dicke des Stabes, jedoch ziemlich langsam. Trägt man die Dicke als Abscisse, die Zeitdauer als Ordinate auf (die Ordinaten sind um 550 Einheiten verkleinert), so erhält man fast eine gerade Linie (Curven X—XII, Fig. 6). Die Theorie von St. Venant, betreffend den Stoss ungleich dicker Stäbe, liefert gar keine directe Abhängigkeit der Stosszeit von dem Querschnitt. Die Formel von Voigt bietet für die Discussion dieselben unüberwindlichen Schwierigkeiten, wie sie sich bei Besprechung der Abhängigkeit der Stosszeit von der Länge des Cylinders entgegengestellt haben.

Ich glaube, die Resultate vorliegender Untersuchungen in Folgendem zusammenfassen zu können:

1. Die Zeitdauer des Stosses nimmt ab mit wachsender Geschwindigkeit, schnell bei kleinen Stossgeschwindigkeiten, sehr langsam bei grösserer Geschwindigkeit.

2. Die Zeitdauer des Stosses nimmt zu mit der Länge des stossenden Stabes, und zwar lässt sich diese Abhängigkeit fast genau durch eine lineare Gleichung ausdrücken.

3. Die Zunahme der Zeitdauer des Stosses mit der Dicke lässt sich ebenfalls annähernd durch eine lineare Gleichung darstellen.

Die Formeln von St. Venant genügen im Allgemeinen diesen Erscheinungen nicht. Selbst wenn man im Stande wäre, die Theorie von St. Venant für Stäbe von endlicher Dicke durchzuführen, was bis jetzt nicht gelungen ist, so würden die Formeln auch nicht genügen. Sie würden dann wohl eine Abhängigkeit der Stosszeit von der Dicke, nicht aber von der Geschwindigkeit geben. Die Formeln von Voigt lassen wegen der in ihnen auftretenden unbestimmbaren Grössen keine allgemeine Discussion und numerische Berechnung zu.

Die experimentellen Ergebnisse der Schneebeli'schen Untersuchungen stimmen mit den vorliegenden, soweit sie sich mit denselben vergleichen lassen, qualitativ überein. Die Beobachtungen von Hausmaninger widersprechen zum grossen Theile den von Schneebeli und mir erhaltenen Resultaten.

daue
Reih
von
und
mit
zwei
schra
rend
dräht
einge
herge
wurd
Ruhe
Dann
Papie
dreht
wiede
Faden
meter
Kuge
besti

von
tisch
sich
Cylind
zwei
die F

$T =$

Kuge

1)
von S
öffentl
22. p.
2)

II. Im Anschluss an die Untersuchungen über die Zeitdauer des Stosses von cylindrischen Stäben, habe ich eine Reihe von Versuchen angestellt, um die Zeitdauer des Stosses von Kugeln¹⁾ zu bestimmen. Die Kugeln waren angebohrt und in diese Einbohrungen Stücke eingeschraubt, die genau mit den Kugeln abgeschliffen waren. Jede Kugel hing an zwei Fäden, die mit ihren unteren Enden an den eingeschraubten Stücken befestigt waren. Um den Contact während des Stosses herzustellen, wurden von den Zuleitungsdrähten dünne Silberdrähte in die Durchbohrungen der Kugeln eingeführt, und auf diese Weise eine sichere Verbindung hergestellt. Um Drehungen beim Schwingen zu vermeiden, wurde ein Planspiegel so aufgestellt, dass die Fäden in der Ruhelage der Kugeln sich mit ihrem Spiegelbilde deckten. Dann wurde die eine Kugel durch einen umgeschlungenen Papierstreifen mit Hülfe eines Fadens abgelenkt und so gedreht, dass die Aufhängefäden der abgelenkten Kugel sich wieder mit ihrem Spiegelbilde deckten. Hierauf wurde der Faden abgebrannt und aus dem Ausschlag des Galvanometers, hervorgebracht durch den Contact der stossenden Kugel, die Zeitdauer des Stosses in der bekannten Weise bestimmt.

Theoretisch ist das Problem des Stosses von Kugeln von Hertz²⁾ behandelt worden. Ein Vergleich der theoretischen und experimentellen Ergebnisse wird zeigen, dass sich hier eine viel bessere Uebereinstimmung zeigt, als bei Cylindern. Hertz erhält für die Zeitdauer des Stosses zweier Kugeln von gleichem Radius und gleicher Dichte die Formel:

$$T = 2,9482 \sqrt{\frac{25}{16 v \kappa_1^2 \kappa_2^2}}, \text{ wo } \kappa_1 = \frac{3}{2 R^3 \pi q} \text{ und } \kappa_2 = \frac{8}{39} \sqrt{\frac{R}{2}}.$$

Hierin bedeuten: v die relative Geschwindigkeit der Kugeln gegen einander, R den Radius derselben, q die Dichte

1) Während ich mit meinen Beobachtungen beschäftigt war, sind von Schneebeli einige Beobachtungen über den Stoss von Kugeln veröffentlicht worden. Arch. de Genève. 14. p. 435 1885 u. Exner's Rep. 22. p. 183. 1886.

2) Hertz, Crelle's Journ. 91. p. 170. 1882.

und ϑ eine Elasticitätsconstante. Setzen wir das Verhältniss der Quercontraction zur Längsdehnung $\mu = 1/3$, so ergibt sich $\vartheta = (32/qE)^{1/2}$, wo E den Elasticitätsmodul bezeichnet. Setzen wir diese Werthe ein, so erhalten wir:

$$T = 2,9432 \sqrt{\frac{5 \cdot 200 \cdot \pi^2 q^2}{81 E^3}} R v^{-1/2}.$$

Für Stahl, dessen Dichte 7,7, und dessen Elasticitätsmodul 20000, wird:

$$T = 0,000\,024 R v^{-1/2},$$

wenn als Einheit der Länge das Millimeter und als Einheit der Kraft das Gewicht eines Kilogrammes benutzt wird. Berechnen wir aus dieser Gleichung die Zeitdauer des Stosses und vergleichen sie mit den beobachteten Werthen, so ergibt sich:

Radius der Kugeln 14,75 mm.

Geschwindigkeit . .	73,7	122,9	192,1	295	442,9 mm
T berechnet . . .	0,000 150	0,000 135	0,000 124	0,000 114	0,000 105 Sec.
T beobachtet . . .	0,000 190	0,000 165	0,000 146	0,000 134	0,000 126 Sec.

Die Beobachtungen sind, wie schon oben angedeutet, in der Weise angestellt worden, dass eine Kugel abgelenkt wurde, und dann gegen die andere, die sich in der Ruhelage befand, stiess. Ich habe nachträglich die Beobachtungen in der Weise vorgenommen, dass beide Kugeln abgelenkt und durch Abbrennen eines Fadens gleichzeitig ausgelöst wurden. Die Zeitdauer war dann bis auf Abweichungen, die innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler lagen, bei entsprechenden Geschwindigkeiten dieselbe, wie bei den ersten Versuchen.

Für Messingkugeln ergibt die Formel von Hertz, wenn wir $q = 8,39$ und $E = 10000$ setzen:

$$T = 0,000\,033 R v^{-1/2}.$$

1) Es ergibt sich dieser Werth von ϑ aus den drei Gleichungen:

$$\mu = \frac{\vartheta}{1 + 2\vartheta}, \quad \vartheta = \frac{2(1 + \vartheta)}{K(1 + 2\vartheta)}, \quad E = 2K \frac{1 + 3\vartheta}{1 + 2\vartheta}.$$

Radius der Kugeln 13 mm.

Geschwindigkeit . .	73,7	122,9	192,1	295 mm
T berechnet . . .	0,000 181	0,000 164	0,000 150	0,000 138 Sec.
T beobachtet . . .	0,000 196	0,000 173	0,000 157	0,000 148 Sec.

Die Beobachtungen stimmen sehr gut mit den theoretisch berechneten Werthen überein. Besonders genau ist die Uebereinstimmung bei den Versuchen mit Messingkugeln. Nach der Theorie von Hertz müsste die Uebereinstimmung bei kleinen Geschwindigkeiten eine bessere sein, als bei grossen Geschwindigkeiten. Ich habe jedoch bei kleineren Amplituden der stossenden Kugel als den hier angegebenen so differirende Beobachtungswerthe erhalten, dass ich dieselben für unbrauchbar gehalten und daher nicht angeführt habe. Auch bei den angegebenen Beobachtungen stimmen die Werthe für die Zeitdauer des Stosses bei den grösseren Geschwindigkeiten mit den berechneten besser überein, als bei den kleineren Geschwindigkeiten. Der Grund hierfür liegt jedenfalls darin, dass im letzteren Falle die Beobachtungsfehler viel grösser sind.

Bei Berechnung der Zeitdauer des Stosses aus der Formel von Hertz ist für das Verhältniss der Quercontraction zur Längsdehnung der Werth $\frac{1}{3}$ zu Grunde gelegt. In Wirklichkeit liegt dieser Werth zwischen $\frac{1}{3}$ und $\frac{1}{4}$. Für Eisen haben F. Neumann¹⁾ und O. Littmann²⁾ ziemlich genau $\frac{1}{4}$ gefunden, für Messing letzterer noch kleinere Werthe. Setzen wir in der obigen Gleichung $\mu = \frac{1}{4}$, so erhalten wir die Zeitdauer des Stosses bei den

Stahlkugeln:	0,000 154	0,000 139	0,000 127	0,000 119	0,000 107 Sec.
Messingkugeln:	0,000 185	0,000 167	0,000 153	0,000 140	— Sec.

also Werthe, die den beobachteten noch näher liegen, als die vorher berechneten.

Breslau, im Mai 1886.

1) F. Neumann, Theorie d. Elast. p. 138. 1885.

2) O. Littmann, Inaug.-Diss. Breslau 1885; Beibl. 9. p. 611. 1885.

**IX. Ueber die Fluidität
der absoluten und verdünnten Essigsäure;
von Dr. Karl Noack.**

(Hierzu Taf. V Fig. 8—9.)

Im weiteren Verfolg meiner Untersuchungen über den Einfluss von Temperatur und Concentration auf die Fluidität von Flüssigkeitsgemischen¹⁾ habe ich mich in den letzten Monaten mit der Essigsäure beschäftigt, und zwar vornehmlich aus dem Grunde, weil die Mischungen von Wasser und Essigsäure ein scharf ausgeprägtes Contractionsmaximum haben, das nach den Untersuchungen von Oudemans²⁾ mit der Temperatur zu wandern scheint. Die Versuche mit Alkohol, der ein von der Temperatur unabhängiges Contractionsmaximum besitzt, hatten ergeben, dass das Minimum der Fluidität nicht unwesentlich mit wachsender Temperatur nach den alkoholreicheren Lösungen verschoben wird.

Die benutzte Essigsäure wurde aus der chemischen Fabrik von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen und nach dem von Rüdorff³⁾ angegebenen Verfahren auf ihren Procentgehalt geprüft. Als Mittel einer grossen Anzahl Bestimmungen fand ich als Erstarrungstemperatur die Zahl 14,00° C. und dementsprechend einen Gehalt von 98,52 Proc.

Von dieser Säure ausgehend, wurden durch Verdünnen abgewogener Mengen mit destillirtem Wasser, andererseits durch mehrmaliges Auskrystallisirenlassen, 14 Mischungen hergestellt und zugleich deren specifische Gewichte bestimmt. Die Resultate sind in folgender Tabelle enthalten.

1) K. Noack, Festschrift der 38. Versammlung deutscher Philologen und Schulmänner, gewidmet vom Lehrercollegium des Gymnasiums zu Giessen. 1885. p. 53. Auszugsweise in Wied. Ann. 27. p. 289. 1886.

2) Oudemans, Das specifische Gewicht der Essigsäure und ihre Gemische mit Wasser; Bonn 1866. Diss.

3) Rüdorff, Chem. Ber. 3. p. 390. 1870.

Specifisches Gewicht und Procentgehalt.

Nr.	Spec. Gewicht	Temp.	Sp. Gew. ber. bei 20°	%-Gehalt nach Oudemans	Gew. d. Säure v. 98,52%	Gewicht der Mischung	%-Ge- halt
1.	—	—	—	—	—	—	99,80
2.	—	—	—	—	—	—	99,75
3.	1,05451 1,05482 1,05461	17,3 16,9 17,1	1,05141	99,89	—	—	99,35
4.	1,05547 1,05301 1,05557 1,05916 1,05944 1,05907	17,8 19,9 17,8 14,5 14,1 14,7	1,05807	98,76	—	—	98,52
5.	1,06764 1,06704 1,06651	13,1 13,8 14,4	1,06021	95,23	96,2045	100,0831	94,70
6.	1,07322 1,07224 1,07180	12,8 13,5 14,1	1,06547	90,66	91,1999	100,0329	89,82
7.	1,07729 1,07362 1,07344	10,8 14,4 14,8	1,06799	86,82	86,8117	100,0530	85,48
8.	1,07203 1,07331 1,07363	17,5 16,1 15,8	1,06953	82,35	81,0541	100,6714	79,32
9.	1,07396 1,07371 1,07365	15,3 15,4 15,5	1,06926	72,80	75,9137	100,0277	74,77
10.	1,07386 1,07359 1,07315	14,1 14,4 14,8	1,06834	69,13	70,9535	100,0841	69,85
11.	1,07092 1,07098 1,07138	14,9 14,9 14,5	1,06638	64,20	65,8026	99,9668	64,85
12.	1,05795 1,05634 1,05634	13,1 15,4 15,5	1,05291	44,46	45,5121	99,9657	44,85
13.	1,03830 1,03947 1,04023	19,6 17,7 16,3	1,03811	29,83	30,3974	100,1572	29,90
14.	1,01963 1,02010 1,02032	18,8 17,6 17,1	1,01922	14,80	15,0864	100,2872	14,82

Die Zahlen der zweiten Columne sind die gemessenen specifischen Gewichte bei den Temperaturen der dritten Columne. Die vierte und fünfte Columne enthalten die hieraus interpolirten Dichtigkeiten bei 20° und die entsprechenden Procentgehalte nach den Tabellen von Oudemans; die zweite Hälfte der Tabelle enthält die Zusammensetzung der Lösungen 5 bis 14 unter Benutzung der Säure Nr. 4, die zu 98,52 Proc. angenommen wurde; diese Zahl, sowie die Gehalte der Lösungen 1 bis 3 wurden nach der Methode von Rüdorff bestimmt. Ich gebe diese Zahlen deshalb so ausführlich an, weil sie mir zu beweisen scheinen, dass den Messungen von Oudemans keine wasserfreie Essigsäure zu Grunde liegt; dafür spricht wenigstens die Thatsache, dass oberhalb des bei etwa 80 Proc. liegenden Contractionsmaximums die wahren Procentgehalte kleiner, unterhalb grösser sind als die mit Hülfe der specifischen Gewichte aus den Tabellen von Oudemans berechneten.

Apparat und Versuchsmethode waren dieselben, wie bei den früheren Versuchen, nur wurden noch zwei weitere Kugelhöhren und eine fünfte Capillare benutzt, deren Dimensionen hier folgen.

Volumen der Kugelhöhre	$F = 7,68490 \text{ ccm}$	} im Mittel aus je fünf Versuchen,
" " "	$H = 7,64265 \text{ "}$	
Durchmesser der Capillare	$X = 0,0211950 \text{ cm,}$	
Länge der Capillare	$X = 12,077 \text{ cm.}$	

Dagegen wurde bei der Berechnung der Werthe der Fluidität eine kleine Aenderung vorgenommen. Hr. G. Wiedemann hatte das Bedenken geäussert, dass die in meiner ersten Untersuchung mitgetheilten Zahlen über die Fluidität des Alkohols ungenau seien, weil ich versäumt hatte, die übliche Correctur für rascheren Ausfluss anzubringen.¹⁾ Obgleich ich gerade mit Rücksicht auf diesen Einwand schon damals bei meinen Versuchen verhältnissmässig grosse Aus-

1) Hagenbach, Pogg. Ann. 109. p. 385. 1860; Sprung, Pogg. Ann. 159. p. 1. 1876.

flusszeiten angewenden, und diese Praxis bei der vorliegenden Untersuchung in noch erhöhtem Maasse befolgt habe, um so die mühsamen und immerhin zweifelhaften Correctionen zu umgehen, so entschloss ich mich nun doch, dieselben anzubringen, da die Interpolationsformeln allerdings nicht den höchsten Grad von Genauigkeit erreichen können, wenn die einzelnen Beobachtungsergebnisse mit einem zwar geringen, aber einseitig auftretenden Fehler behaftet sind.

Die von Hagenbach aufgestellte Formel für innere Reibung lautet in absolutem Maasse mit Correctionsglied:

$$\eta = \frac{\pi \cdot g \cdot p \cdot d^4}{2^7 \cdot v \cdot l} \cdot z - \frac{s \cdot v}{2^{10/3} \cdot \pi \cdot l} \cdot \frac{1}{z},$$

wo s das spezifische Gewicht der betreffenden Flüssigkeit, g die Beschleunigung der Schwere, p den Druck als Quecksilbersäule, δ dessen spezifisches Gewicht, d den Durchmesser der Capillaren, l deren Länge, v das ausgeflossene Flüssigkeitsvolumen und z die Ausflusszeit bedeutet, alle Längemaasse sind Centimeter.

Der reciproke Werth des ersten Bestandtheiles dieser Formel ist die Fluidität ohne Correction, die mit F' bezeichnet werden möge. Bildet man den reciproken Werth beider Seiten der Formel, so findet man durch Partialdivision:

$$\frac{1}{\eta} = F = F' + F' \left(\frac{v \cdot s \cdot F'}{2^{10/3} \pi l z} \right) + F' \left(\frac{v \cdot s \cdot F'}{2^{10/3} \pi l z} \right)^2 \dots$$

eine Reihe, die convergent ist und bei einigermaßen beträchtlichen Werthen von z mit dem zweiten Gliede abzuschliessen gestattet. Für $z = F'$, was eine sehr geringe Ausflusszeit wäre (vgl. die folgenden Tabellen), würde z. B. bei Versuchen mit Wasser unter Benutzung von Kugelhöhre H und Capillare X der Bruch in der Klammer den Werth 0,020 erhalten, d. h. das Correctionsglied würde 2 Proc. des gefundenen Werthes von F betragen.

Man kann demnach mit erheblicher Genauigkeit setzen:

$$F = F' + \frac{F'^2 v \cdot s}{2^{10/3} \pi l z}$$

und sieht sofort, dass die Correction um so geringer ausfallen muss, je kleiner das ausfliessende Flüssigkeitsvolumen und die Fluidität der Substanz ist, dass man also eine möglichst lange Capillare und möglichst langsamen Ausfluss anwenden muss.

Angenommen, man benutzte zu allen Versuchen dieselbe oder gleiche Kugelhöhen, sowie gleich lange Capillaren, und regulirte den Druck so, dass jedesmal annähernd dieselbe Ausflusszeit z herauskommt, so sind die jedesmaligen Correctionen nur abhängig von dem Werth der Fluidität F , und zwar stellen sie sich als die Abscissen einer Parabel dar, deren Ordinaten die betreffende Fluidität ist. Um daher die jedesmalige Berechnung der Correction zu umgehen, kann man sich eine Reihe von Parabeln construiren, etwa auf Millimeterpapier, für $z = 100, 200, 300$ u. s. f., und nun hieraus leicht für einen gegebenen Werth von z und F die zugehörige Correction ablesen. Natürlich gibt eine solche Tafel nur für eine bestimmte Flüssigkeit vom specifischen Gewicht s , aber auch sehr angenähert für alle nicht sehr verschiedenen Werthe von s , sodass dieses Verfahren bei sehr zahlreichen Beobachtungen in der That eine grosse Erleichterung bedeutet.

Ich gebe nun zunächst in der folgenden Tabelle, die im wesentlichen der ersten Abhandlung entnommen ist, zunächst eine Zusammenstellung der uncorrigirten und corrigirten Fluiditäten von destillirtem Wasser, aus der sich ergibt, dass die Correctionen in der That nur für die grossen Werthe bei verhältnissmässig kleinen Ausflusszeiten erheblich sind, wiederhole aber dabei ausdrücklich, dass die folgenden Beobachtungen an den Essigsäuregemischen wesentlich grössere Ausflusszeiten enthalten, die nicht ganz unbedenklichen Correctionen also beträchtlich kleiner sind.

Ausflusszeit
 z''

642,0
676,2
651,2
681,2
546,8
565,9
540,2
566,2
429,7
452,9
432,2
388,8
408,3
569,0
596,2
593,4
643,6
660,9
550,0

neben

meln
liche

obac
die
Num
der
ratu
Ausf
schli

Die Fluiditäten des destillirten Wassers.

Ausfluss- zeit z''	Temp. t°	F'	F	Ausfluss- zeit z''	Temp. t°	F'	F
642,0	0,55	56,73	57,08	578,8	20,07	100,10	100,98
676,2	0,62	57,15	57,50	494,6	25,13	112,10	113,20
651,2	0,57	56,08	56,43	522,2	25,10	112,00	113,09
681,2	0,55	56,93	57,28	439,7	31,61	126,20	127,61
546,8	0,60	55,73	56,13	456,1	31,53	128,50	129,94
565,9	0,57	56,77	57,17	398,8	35,81	138,90	140,64
540,2	0,56	56,81	57,21	421,0	35,73	139,10	140,81
566,2	0,55	57,16	57,56	400,3	40,37	151,90	153,89
429,7	6,42	68,28	68,86	424,1	40,61	151,00	152,92
452,9	6,42	68,52	69,09	477,6	45,31	163,90	165,97
432,2	6,54	68,36	68,94	499,4	45,23	165,40	167,40
388,8	10,04	75,73	76,43	462,8	51,09	180,30	182,70
408,3	9,86	76,12	76,81	492,4	50,84	178,50	180,78
569,0	9,97	76,26	76,91	428,5	55,78	194,40	197,29
596,2	10,24	76,82	77,41	411,6	61,43	213,20	216,64
593,4	15,33	88,50	89,22	396,1	61,59	209,40	212,83
643,6	15,01	86,29	86,97	216,1	55,73	191,60	194,94
660,9	14,80	87,48	88,17	279,3	51,10	179,40	181,95
550,0	20,26	99,73	100,62	297,0	51,58	182,50	184,94

Die zugehörigen Interpolationsformeln sind hierunter nebeneinander gestellt.

Für die uncorrigirten Fluiditäten:

$$F' = 55,218 + 2,0484 t + 0,007847 t^2.$$

Für die corrigirten Fluiditäten:

$$F = 55,557 + 2,0615 t + 0,008306 t^2.$$

Man sieht, dass der Unterschied zwischen beiden Formeln immerhin gross genug ist, um die Anwendung der fraglichen Correctionen wünschenswerth zu machen.

In den folgenden Tabellen sind die Resultate der Beobachtungen zusammengestellt; die Einrichtung derselben ist die nämliche, wie früher: die erste Columne enthält die Nummer des Versuchs, die zweite und dritte die Bezeichnung der angewendeten Kugel, resp. Capillare, die vierte Temperatur und Stand des Quecksilbermanometers, die fünfte die Ausflusszeit, die sechste die Temperatur des Bades und schliesslich die letzte die corrigirte Fluidität.

Erste Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 99,80 Proc.

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
1	A	II	17,5	15,42	820,4	16,45	73,19
2	B	II	18,5	15,42	853,7	16,40	74,26
3	A	II	19,0	15,42	802,2	16,38	74,87
4	B	II	19,0	15,34	859,4	16,40	74,16
5	A	II	19,5	15,24	832,5	16,45	73,00
6	B	II	19,5	15,17	855,2	16,48	75,35
7	A	II	19,0	15,24	764,2	21,11	79,54
8	B	II	20,0	15,32	790,6	20,87	80,75
9	A	II	19,0	15,79	677,0	25,80	86,71
10	B	II	19,0	15,40	729,7	25,74	87,25
11	A	II	19,0	15,34	652,8	30,75	92,59
11	B	II	19,5	15,21	683,4	30,73	94,16
13	A	II	19,5	15,32	601,3	35,87	100,70
14	B	II	20,0	15,18	653,4	35,79	98,72
15	A	II	20,5	15,38	558,8	40,57	108,01
16	B	II	21,0	15,15	606,4	40,48	106,65
17	A	II	20,5	10,62	770,9	45,90	113,28
18	B	II	20,5	10,94	771,6	45,91	115,99
19	A	II	19,0	10,41	712,0	50,43	125,17
20	B	II	19,5	10,53	738,0	50,48	126,03
21	A	II	19,0	10,76	640,4	50,84	134,75
22	B	II	19,0	9,95	728,2	55,86	135,20
23	A	II	19,5	10,05	688,2	55,76	134,23
24	B	II	19,0	10,05	734,4	55,76	132,72
25	A	II	19,0	10,46	624,6	60,96	142,16
26	B	II	19,5	10,28	674,7	60,96	141,39
27	A	II	19,5	10,20	642,2	60,96	141,78
28	B	II	19,5	10,11	676,8	60,89	143,26
29	A	II	20,0	15,38	752,3	20,59	80,78
30	B	II	20,0	15,46	783,2	20,84	80,08

Zweite Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 99,75 Proc.

1	H	X	20,0	30,42	636,3	16,42	73,00
2	F	X	20,0	30,42	618,7	16,48	75,49
3	H	X	19,5	22,46	829,1	16,33	75,84
4	F	X	19,5	22,46	834,4	16,39	75,76
5	H	X	20,0	22,91	760,8	20,80	81,05
6	F	X	21,0	22,51	794,2	20,66	79,47
7	H	X	21,5	22,51	728,8	25,14	86,15
8	F	X	21,5	22,38	735,1	25,04	86,38
9	H	X	21,5	19,70	775,4	30,22	92,52
10	F	X	21,5	19,72	784,8	30,08	91,82
11	H	X	21,5	19,70	727,6	35,36	98,64
12	F	X	21,5	19,70	733,0	35,38	98,46
13	H	X	21,5	19,90	679,2	40,82	104,65
14	F	X	21,5	19,66	684,3	40,82	105,72

Zweite Versuchsreihe. (Fortsetzung.)

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
15	H	X	21,5	19,66	634,8	45,62	113,41
16	F	X	21,5	19,64	626,8	45,60	115,60
17	H	X	22,0	19,84	578,8	50,77	123,35
18	F	X	22,0	19,80	585,2	50,77	122,92
19	H	X	22,0	14,90	719,8	55,72	131,99
20	F	X	22,0	14,90	729,8	55,72	130,73
21	H	X	22,0	14,92	678,7	60,43	139,84
22	F	X	22,0	14,90	681,0	60,58	139,56
23	H	X	21,0	22,32	841,8	16,41	75,18
24	F	X	21,0	22,34	846,0	16,33	75,15
25	H	X	21,0	22,34	840,8	16,37	75,20
26	F	X	21,0	22,34	857,2	16,33	74,18
27	H	X	21,0	14,83	682,3	60,68	139,93
28	F	X	21,0	14,83	677,8	60,72	141,61
29	H	X	21,0	14,83	676,2	60,72	141,18
30	F	X	21,0	14,83	687,6	60,62	139,60

Dritte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 99,35 Proc.

1	A	II	16,5	30,94	449,0	15,40	66,70
2	B	II	16,5	30,95	466,1	15,40	67,85
3	A	II	16,5	28,15	504,1	15,40	65,28
4	B	II	16,5	28,14	513,3	15,45	67,75
5	A	II	16,5	25,64	486,2	20,57	74,33
6	B	II	16,8	25,62	513,0	20,47	74,47
7	A	II	16,8	25,62	487,4	20,43	74,21
8	B	II	16,8	25,63	514,4	20,48	74,24
9	A	II	17,0	24,17	477,0	25,32	80,36
10	B	II	17,0	24,17	509,0	25,45	79,55
11	A	II	17,0	22,72	465,6	30,42	87,67
12	B	II	17,0	22,73	492,4	30,37	87,53
13	A	II	17,0	20,92	466,4	35,88	95,10
14	B	II	17,0	20,91	493,6	35,69	94,96
15	A	II	17,0	18,70	483,3	40,74	102,66
16	B	II	17,0	18,70	510,1	40,61	102,76
17	A	II	17,0	29,01	472,2	16,05	67,64
18	B	II	17,0	29,01	492,0	16,05	68,57
19	A	II	16,5	16,32	529,8	45,67	107,29
20	B	II	16,5	16,32	542,6	45,48	110,67
21	A	II	17,0	14,14	553,8	50,89	118,49
22	B	II	17,0	14,14	586,6	50,86	118,17
23	A	II	17,0	12,11	605,4	55,48	126,57
24	B	II	17,0	12,11	637,4	55,47	126,99
25	A	II	17,0	12,11	568,3	60,86	134,77
26	B	II	17,0	12,11	599,6	60,57	134,93

Vierte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 98,52 Proc.

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
1	A	II	16,0	20,04	728,2	15,31	63,42
2	B	II	16,0	20,04	766,0	15,29	63,64
3	A	II	17,0	20,04	659,3	20,42	70,10
4	B	II	17,5	20,02	709,6	20,42	68,81
5	A	II	20,0	20,01	665,8	20,37	69,56
6	B	II	20,0	20,00	718,6	20,27	68,06
7	A	II	17,5	20,02	597,8	25,69	77,42
8	B	II	17,5	20,02	629,6	25,70	77,60
9	A	II	17,0	15,29	722,3	30,59	83,87
10	B	II	17,0	15,29	760,0	30,56	84,13
11	A	II	17,0	15,29	666,4	35,71	90,94
12	B	II	17,0	15,29	701,0	35,60	91,25
13	A	II	17,5	15,29	628,5	40,64	96,47
14	B	II	17,5	15,29	649,1	40,83	98,61
15	A	II	16,5	15,45	611,2	40,49	98,16
16	B	II	16,5	15,45	660,3	40,90	95,91
17	A	II	17,0	15,48	565,8	45,66	105,87
18	B	II	17,0	15,48	596,4	45,69	106,02
19	A	II	16,5	10,34	838,6	50,94	106,83
20	B	II	16,5	10,34	857,5	51,06	110,28
21	A	II	16,5	10,34	778,2	55,83	115,18
22	B	II	16,5	10,34	798,3	55,83	118,53
23	A	II	17,0	10,34	710,2	61,06	126,30
24	B	II	17,0	10,34	750,8	60,92	126,10
25	A	II	17,0	10,32	717,8	60,76	125,21
26	B	II	17,0	10,32	770,7	60,66	123,06

Fünfte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 94,70 Proc.

1	A	II	13,5	20,07	1127,0	10,36	40,85
2	B	II	13,0	20,07	1185,1	10,48	41,01
3	A	II	12,5	20,07	1138,2	10,55	40,44
4	B	II	12,5	20,07	1175,7	10,60	41,43
5	A	II	16,5	20,28	1026,4	14,58	44,43
6	B	II	16,0	20,30	1058,3	14,58	45,44
7	A	II	17,0	20,08	894,2	20,63	52,10
8	B	II	19,0	20,04	942,3	20,42	51,74
9	A	II	17,5	20,26	775,5	25,96	58,90
10	B	II	17,5	20,26	820,1	25,75	58,80
11	A	II	17,5	20,26	709,6	30,46	64,40
12	B	II	17,5	20,26	739,9	30,65	65,23
13	A	II	18,0	20,28	645,1	35,67	70,80

Fünfte Versuchsreihe. (Fortsetzung.)

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
14	B	II	18,5	20,28	673,3	35,52	71,61
15	A	II	19,0	20,28	580,8	40,58	78,69
16	B	II	19,5	20,26	616,9	40,54	78,29
17	A	II	17,5	15,22	704,8	45,85	86,41
18	B	II	17,5	15,22	744,7	45,68	86,32
19	A	II	18,0	15,22	649,0	51,10	93,86
20	B	II	18,0	15,22	683,5	50,63	94,06
21	A	II	19,0	15,22	607,3	56,11	100,35
22	B	II	19,0	15,22	686,4	55,71	101,08
23	A	II	20,0	10,28	817,6	61,06	110,31
24	B	II	19,5	10,28	870,0	61,01	109,41
25	A	II	19,0	10,28	822,3	61,01	109,65
26	B	II	19,0	10,28	870,0	60,91	109,40

Sechste Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 89,82 Proc.

1	A	IV	14,5	20,14	784,5	4,82	27,01
2	B	IV	14,5	20,14	825,0	4,89	27,11
3	A	IV	15,0	20,10	677,2	9,64	31,37
4	B	IV	15,0	20,10	706,8	9,73	31,72
5	A	IV	18,0	10,35	1144,0	14,52	36,06
6	B	IV	17,0	10,35	1193,0	14,59	36,48
7	A	IV	17,5	20,10	511,8	20,35	41,52
8	B	IV	17,5	20,12	534,6	20,13	41,92
9	A	IV	19,0	20,11	452,2	25,64	47,00
10	B	IV	19,0	20,10	465,0	25,60	48,27
11	A	IV	19,0	20,09	445,8	25,39	47,73
12	B	IV	19,0	20,09	468,6	25,24	47,93
13	A	II	18,0	20,35	858,2	30,52	52,99
14	B	II	18,0	20,35	899,2	30,43	53,39
15	A	II	18,0	20,35	748,1	35,53	60,80
16	B	II	18,0	20,37	789,8	35,63	60,74
17	A	II	18,0	20,35	672,2	40,84	67,72
18	B	II	18,0	20,37	707,3	40,80	67,86
19	A	II	18,0	20,12	618,1	45,34	74,51
20	B	II	18,0	20,12	652,4	45,40	74,50
21	A	II	18,0	20,12	560,7	50,79	82,18
22	B	II	18,0	20,12	599,5	50,68	81,12
23	A	II	18,0	20,12	516,2	55,47	89,30
24	B	II	18,0	20,12	544,5	55,54	89,36
25	A	II	19,0	15,33	617,3	61,07	98,00
26	B	II	19,0	15,33	650,6	60,92	98,15
27	A	II	19,0	15,33	620,4	60,76	97,51
28	B	II	19,0	15,33	663,5	60,72	96,23

Siebente Versuchsreihe.
Verdünnte Essigsäure von 85,48 Proc.

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
1	A	II	17,0	24,74	840,2	25,90	44,51
2	B	II	17,0	24,82	878,7	25,77	44,78
3	A	II	17,0	24,91	795,4	30,95	50,51
4	B	II	17,0	24,93	773,5	30,87	50,65
5	A	II	18,0	25,10	657,0	35,74	56,14
6	B	II	18,0	25,10	693,0	35,70	56,19
7	A	II	19,0	25,10	605,8	40,57	60,92
8	B	II	19,0	25,08	626,9	40,62	62,18
9	A	II	16,5	25,10	1128,8	14,44	32,63
10	B	II	16,5	25,08	1202,5	14,49	32,86
11	A	IV	16,5	30,23	692,9	0,00	20,38
12	B	IV	16,5	30,23	732,4	0,00	20,35
13	A	IV	16,5	30,23	692,2	0,00	20,40
14	B	IV	16,5	30,23	734,8	0,00	20,28
15	A	IV	16,0	30,23	586,5	5,35	24,08
16	B	IV	16,0	30,23	608,0	5,30	24,52
17	A	IV	17,0	30,16	492,8	10,33	28,69
18	B	IV	17,0	30,16	531,0	10,12	28,14
19	A	IV	19,5	15,10	723,0	20,82	39,13
20	B	IV	20,0	15,06	760,6	20,61	39,38
21	A	II	18,0	20,14	670,3	45,35	68,61
22	B	II	18,0	20,14	704,4	45,42	68,91
23	A	II	18,5	20,14	616,0	50,51	74,69
24	B	II	18,5	20,14	647,4	50,41	75,01
25	A	II	19,5	20,14	551,1	55,04	83,55
26	B	II	19,5	20,14	591,0	54,89	83,65
27	A	II	19,0	15,04	667,3	60,96	92,38
28	B	II	19,0	15,02	699,4	60,91	93,14
29	A	II	19,0	15,02	687,6	60,86	89,76
30	B	II	19,0	15,04	702,6	60,86	92,60

Achte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 79,32 Proc.

1	A	IV	16,0	30,20	755,2	0,00	18,70
2	B	IV	16,0	30,20	779,3	0,00	19,13
3	A	IV	16,0	30,20	788,2	0,00	19,13
4	B	IV	16,0	30,20	774,8	0,00	19,24
5	A	IV	16,0	30,22	615,6	5,26	22,94
6	B	IV	16,0	30,22	645,3	5,37	23,10
7	A	IV	16,0	30,20	522,3	10,06	27,06
8	B	IV	16,0	30,20	552,0	10,09	27,03
9	A	IV	16,0	20,18	783,0	10,29	27,00
10	A	IV	17,5	15,40	883,4	15,07	31,38
11	B	IV	16,0	15,40	920,4	15,06	31,78
12	B	II	17,0	31,39	831,3	20,72	37,40
13	A	II	17,0	31,39	789,0	20,42	37,33
14	B	II	17,5	31,41	729,5	25,43	42,62
15	A	II	17,5	31,41	700,7	25,27	42,04

Achte Versuchsreihe. (Fortsetzung.)

Versuchs- nummer	Bezeichnung der		t'	p	z	t	F
	Kugel	Capill.					
16	B	II	17,5	31,43	639,4	30,90	48,62
17	A	II	17,5	31,43	619,8	30,86	47,52
18	B	II	18,0	31,43	583,8	35,92	53,27
19	A	II	18,0	31,43	544,1	35,89	54,15
20	B	II	17,5	25,17	651,6	40,56	59,61
21	A	II	17,5	25,17	602,0	40,59	61,01
22	B	II	17,5	25,17	570,7	45,50	68,08
23	A	II	17,5	25,17	544,5	45,53	67,61
24	B	II	17,5	22,67	577,4	50,51	74,73
25	A	II	17,5	22,67	549,6	50,46	74,39
26	B	II	17,5	20,14	594,2	55,56	81,76
27	A	II	18,5	20,10	557,8	55,51	82,70
28	B	II	19,5	15,24	713,2	60,91	90,03
29	A	II	19,5	15,22	668,3	60,81	91,15
30	B	II	19,5	15,20	714,3	60,86	90,12
31	A	II	19,5	15,20	668,4	60,84	91,26

Neunte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 74,77 Proc.

1	A	II	19,5	30,11	642,7	30,43	47,84
2	B	II	20,0	30,11	672,9	30,35	48,27
3	A	II	20,0	30,09	561,6	35,53	54,82
4	B	II	20,0	30,09	651,9	35,42	52,75
5	A	II	20,0	30,09	513,2	40,76	60,02
6	B	II	20,0	30,09	530,9	40,81	61,24
7	A	II	20,0	20,11	676,5	45,55	68,11
8	B	II	20,0	20,09	716,7	45,51	68,13
9	A	II	16,5	25,11	1143,4	15,38	32,20
10	B	II	17,5	25,09	1211,9	15,38	32,10
11	A	IV	16,0	30,00	738,5	0,00	19,36
12	B	IV	16,5	29,98	784,2	0,00	19,26
13	A	IV	16,5	30,00	742,2	0,00	19,27
14	B	IV	16,5	29,98	778,0	0,00	19,41
15	A	IV	16,0	30,00	616,0	5,22	23,08
16	B	IV	16,0	30,00	645,5	5,27	23,26
17	A	IV	16,5	30,00	515,7	10,19	27,59
18	B	IV	16,5	29,98	564,8	10,14	26,62
19	A	IV	19,5	20,31	558,8	20,56	37,64
20	B	IV	19,5	20,30	594,1	20,36	37,40
21	B	II	19,0	30,14	760,0	25,31	42,65
22	A	II	19,0	30,16	738,0	25,28	41,58
23	B	II	19,0	20,14	658,0	51,06	73,80
24	A	II	19,0	20,14	604,2	51,24	76,15
25	B	II	19,5	20,13	592,1	55,20	82,11
26	A	II	19,5	20,13	564,2	55,05	81,64
27	B	II	20,0	14,99	726,1	60,98	89,90
28	A	II	20,0	14,97	679,2	60,93	91,18
29	B	II	20,0	14,99	710,4	60,98	91,89
30	A	II	20,0	14,99	681,0	61,13	90,81

Zehnte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 69,85 Proc.

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill.	t'	p	z	t	F
1	B	IV	17,0	30,31	750,9	0,00	19,80
2	A	IV	17,0	30,33	712,0	0,00	19,77
3	B	IV	17,0	30,33	749,0	0,00	19,82
4	A	IV	17,0	30,33	727,8	0,00	19,34
5	B	IV	16,5	30,09	636,8	5,27	23,52
6	A	IV	16,5	30,09	598,4	5,35	23,72
7	B	IV	17,0	30,09	526,4	10,60	28,45
8	A	IV	17,0	30,09	495,4	10,65	28,64
9	B	IV	19,0	15,46	759,9	20,36	38,37
10	A	IV	20,0	15,42	735,3	20,13	37,65
11	B	IV	21,0	15,41	672,0	25,53	43,56
12	A	IV	21,0	15,41	640,4	25,46	43,30
13	B	IV	17,0	15,02	914,2	15,28	32,81
14	A	IV	17,0	15,02	862,4	15,28	32,95
15	A	II	18,0	25,15	748,4	30,29	49,17
16	B	II	18,5	25,13	795,4	30,27	48,88
17	A	II	18,0	25,13	675,9	35,39	54,49
18	B	II	18,0	25,15	707,7	35,37	54,89
19	A	II	18,5	25,13	586,4	40,66	62,86
20	B	II	19,0	25,15	615,0	40,65	63,22
21	A	II	19,0	25,13	594,0	45,31	69,07
22	B	II	19,0	25,13	556,1	45,31	70,02
23	A	II	18,0	20,14	606,6	50,97	75,85
24	B	II	18,0	20,14	627,9	51,02	77,33
25	A	II	18,5	20,16	550,2	55,54	83,59
26	B	II	18,5	20,16	572,4	55,43	84,82
27	A	II	18,5	15,14	675,2	60,51	90,66
28	B	II	19,0	15,12	693,8	60,51	93,27
29	A	II	19,0	15,12	678,0	60,46	90,53
30	B	II	19,0	15,12	711,8	60,46	90,90

Elfte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 64,85 Proc.

1	A	IV	17,0	19,96	1041,1	0,00	20,52
2	B	IV	17,0	19,96	1105,8	0,00	20,40
3	A	IV	17,0	19,96	1061,6	0,00	20,14
4	B	IV	17,0	19,96	1102,8	0,00	20,46
5	A	IV	17,0	19,94	872,4	5,05	24,54
6	B	IV	17,0	19,94	911,7	5,30	24,78
7	A	IV	17,5	19,94	738,4	10,10	28,99
8	B	IV	17,5	19,94	790,0	10,09	28,60
9	A	IV	20,0	20,03	538,7	20,92	39,60
10	B	IV	20,0	19,91	559,6	20,74	40,47
11	A	IV	18,0	10,40	1201,1	15,69	34,17
12	B	IV	18,0	10,40	1239,9	15,73	34,94
13	A	II	17,5	25,22	808,6	25,40	45,36
14	B	II	19,0	25,16	844,2	25,81	47,99

Elfte Versuchsreihe. (Fortsetzung).

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel Capill.		t'	p	z	t	F
15	A	II	19,0	25,14	713,5	30,41	51,61
16	B	II	19,5	25,14	773,7	30,21	50,24
17	A	II	20,0	25,13	632,3	35,64	58,29
18	B	II	20,0	25,13	685,7	35,52	56,74
19	A	II	19,5	25,13	569,1	40,67	64,80
20	B	II	19,5	25,15	594,7	40,62	65,39
21	A	II	19,5	19,94	637,9	45,68	72,85
22	B	II	19,5	19,94	676,0	45,83	72,57
23	A	II	19,5	19,94	589,8	50,84	78,83
24	B	II	19,5	19,94	616,5	50,89	79,59
25	A	II	20,0	19,94	543,4	55,39	85,59
26	B	II	20,0	19,92	568,2	55,19	86,51
27	A	II	20,5	12,66	769,1	60,93	95,20
28	B	II	20,5	12,66	803,9	60,83	96,36
29	A	II	20,5	12,66	788,5	60,88	92,85
30	B	II	20,5	12,66	831,8	60,78	92,90

Zwölfte Versuchsreihe.

Verdünnte Essigsäure von 44,85 Proc.

1	A	II	16,0	31,48	1155,8	0,00	25,40
2	B	II	16,0	31,48	1211,6	0,00	25,58
3	A	II	16,0	31,48	1160,5	0,00	25,30
4	B	II	16,0	31,48	1232,2	0,00	25,16
5	A	II	16,0	31,52	961,2	5,12	30,51
6	B	II	16,0	31,48	1009,0	5,27	30,72
7	A	II	16,0	31,50	829,2	10,08	35,40
8	B	II	16,0	31,50	854,2	10,18	36,27
9	A	II	18,5	31,49	590,7	20,87	49,77
10	B	II	18,5	31,50	623,8	20,76	49,75
11	A	II	17,5	19,97	1139,0	14,12	40,66
12	B	II	16,5	19,99	1178,2	14,16	41,44
13	A	II	18,0	20,08	812,3	25,45	56,73
14	B	II	18,0	20,08	867,9	25,35	56,05
15	A	II	17,5	20,10	718,1	30,84	64,14
16	B	II	17,5	20,10	777,7	30,74	62,52
17	A	II	17,5	20,10	639,3	35,72	72,09
18	B	II	17,5	20,08	677,1	35,75	71,92
19	A	II	18,5	20,12	573,8	40,67	80,30
20	B	II	18,5	20,08	631,2	40,50	77,18
21	A	II	18,0	15,50	682,1	45,15	87,09
22	B	II	18,0	15,16	733,8	45,10	87,92
23	A	II	17,5	15,31	614,8	51,07	98,51
24	B	II	17,5	15,08	671,4	51,07	96,64
25	A	II	18,0	15,17	580,4	55,61	105,36
26	B	II	18,0	15,06	614,3	55,56	105,83
27	A	II	18,5	10,42	754,4	61,10	117,96
28	B	II	18,5	10,46	806,0	60,92	116,10
29	A	II	18,5	10,42	760,0	60,87	117,06
30	B	II	18,5	10,48	817,0	60,97	115,45

Dreizehnte Versuchsreihe.
Verdünnte Essigsäure von 29,90 Proc.

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel Capill.		t'	p	z	t	F
1	B	II	17,5	25,09	1242,3	0,00	31,31
2	A	II	17,5	25,07	1180,7	0,00	31,23
3	B	II	17,5	25,07	1245,3	0,00	31,26
4	A	II	17,5	25,07	1190,1	0,00	30,99
5	B	II	17,5	25,09	1029,0	5,32	37,82
6	A	II	17,0	25,09	976,8	5,62	38,08
7	B	II	16,5	25,09	887,0	10,36	43,88
8	A	II	17,5	25,09	835,4	10,51	44,14
9	B	II	19,0	25,07	645,4	20,84	60,43
10	A	II	19,5	19,88	781,4	20,76	59,61
11	B	II	18,0	15,42	1219,0	15,08	51,95
12	A	II	19,0	14,99	1190,4	15,08	51,85
13	A	II	17,5	15,27	887,0	25,79	68,34
14	B	II	17,5	15,25	925,5	25,78	69,22
15	A	II	17,5	15,40	788,6	30,50	76,24
16	B	II	18,0	15,14	836,9	30,48	77,15
17	A	II	20,5	15,09	705,6	35,78	87,05
18	B	II	20,5	15,09	753,1	35,62	86,10
19	A	II	20,0	15,37	627,3	40,22	96,19
20	B	II	20,0	15,09	675,0	40,20	96,10
21	A	II	20,5	15,09	585,4	45,21	105,05
22	B	II	20,5	15,09	627,8	45,28	103,38
23	A	II	20,0	10,64	754,0	50,53	115,62
24	B	II	20,0	10,46	800,0	50,51	116,99
25	A	II	18,5	10,37	699,8	55,80	127,85
26	B	II	19,0	10,24	741,8	55,77	128,93
27	A	II	21,5	8,64	760,0	61,13	141,39
28	B	II	22,0	8,64	804,3	61,11	141,00
29	A	II	22,0	8,62	763,0	60,93	141,18
30	B	II	22,0	8,59	805,5	60,91	141,61

Vierzehnte Versuchsreihe.
Verdünnte Essigsäure von 14,82 Proc.

1	A	II	17,5	20,11	1138,6	0,00	40,39
2	B	II	17,5	20,11	1184,3	0,00	40,98
3	A	II	18,0	20,11	1139,7	0,00	40,35
4	B	II	18,0	20,10	1186,0	0,00	40,95
5	A	II	18,0	20,11	959,6	4,88	47,94
6	B	II	18,0	20,10	1012,0	5,10	48,01
7	A	II	18,5	20,10	815,0	10,07	56,50
8	B	II	18,5	20,10	848,5	10,21	57,28
9	A	II	18,0	10,32	1350,4	15,22	66,39
10	B	II	18,0	10,41	1396,3	15,30	67,18
11	A	II	19,5	15,17	794,0	21,01	77,10
12	B	II	20,0	15,16	833,6	20,83	77,37
13	A	II	19,5	15,06	695,7	26,27	88,46
14	B	II	19,5	15,04	747,0	26,32	87,08

Vierzehnte Versuchsreihe. (Fortsetzung).

Versuchs- nummer	Bezeichnung der Kugel	Capill	t'	p	z	t	F
15	A	II	19,5	15,06	625,6	31,13	98,45
16	B	II	19,5	15,04	662,3	30,98	98,28
17	A	II	20,5	15,10	572,5	35,32	107,37
18	B	II	20,5	15,04	604,0	35,29	107,84
19	A	II	20,5	12,69	611,0	40,50	119,74
20	B	II	20,5	12,69	644,9	40,38	119,74
21	A	II	20,5	12,73	555,6	45,51	131,38
22	B	II	20,5	12,70	588,6	45,55	131,20
23	A	II	20,0	10,12	642,6	50,78	142,84
24	B	II	20,0	10,11	678,2	50,73	142,97
25	A	II	20,0	10,06	608,0	54,28	151,95
26	B	II	20,0	10,11	638,5	54,28	151,96
27	A	II	21,0	7,35	738,8	60,82	171,13
28	B	II	21,0	7,36	780,0	60,75	170,84
29	A	II	21,0	7,36	736,8	60,85	171,36
30	B	II	21,0	7,36	781,4	60,77	170,52

Bezüglich der aus diesen Einzelwerthen der Fluidität berechneten Interpolationsformeln:

$$F = a + bt + ct^2$$

gilt wieder genau das nämliche, was früher¹⁾ bemerkt wurde. Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der Coëfficienten in der Weise, dass in der zweiten, dritten und vierten Columne die Coëfficienten für eine Mischung von der in erster Columne angegebenen Concentration zu finden sind:

Coëfficienten der Interpolationsformel.

%-Gehalt	a	b	c
99,80	57,962	0,8734	0,008 579
99,75	57,444	0,9427	0,006 890
99,35	46,033	1,3040	0,002 402
98,52	41,996	1,3725	-0,000 292
94,70	28,384	1,0790	0,004 052
89,82	22,711	0,7208	0,009 042
85,48	20,447	0,7362	0,007 197
79,32	19,114	0,7053	0,007 749
74,77	19,443	0,6989	0,007 778
69,85	19,643	0,7549	0,007 218
64,85	20,097	0,8460	0,006 221
44,85	25,179	1,0103	0,007 994
29,90	31,098	1,1917	0,009 963
14,82	40,436	1,5611	0,009 472
0,00	55,557	2,0615	0,008 306

1) K. Noack, l. c. p. 75 ff.

Schon aus dieser Zusammenstellung erkennt man, dass der Verlauf der Fluidität einer Mischung von 98,52 Proc. proportional der Temperatur erfolgt, denn der Einfluss des quadratischen Gliedes fällt in die Grenzen der Beobachtungsfehler. Beschränkt man sich auf zwei Glieder, so würde die Formel lauten müssen: $F = 42,371 + 1,3498 t$.

Berechnete Werthe der Fluidität bei verschiedener Concentration und Temperatur.

Gehalt an Essigsäure in Gewichtsprocenten.									
Temp.	0	14,82	29,90	44,85	64,85	69,85	74,77	79,32	Temp.
0	55,56	40,44	31,10	25,18	20,10	19,64	19,44	19,11	0
5	66,07	48,48	37,31	30,43	24,48	23,60	23,13	22,83	5
10	77,00	56,99	44,01	36,08	29,18	27,91	27,21	26,94	10
15	88,35	65,98	51,22	42,13	34,19	32,59	31,68	31,44	15
20	100,11	75,45	58,92	48,58	39,50	37,63	36,53	36,32	20
25	112,29	85,39	67,12	55,43	45,13	43,03	41,78	41,59	25
30	124,88	95,80	75,82	62,68	51,07	48,79	47,41	47,25	30
35	137,88	106,69	85,02	70,33	57,33	54,91	53,43	53,29	35
40	151,31	118,04	94,72	78,38	63,89	61,39	59,84	59,72	40
45	165,14	129,87	104,91	86,83	70,76	68,23	66,64	66,54	45
50	179,40	142,18	115,60	95,68	77,95	75,43	73,83	73,75	50
55	194,07	154,95	126,80	104,93	85,44	83,00	81,41	81,34	55
60	209,15	168,20	138,48	114,58	93,25	90,92	89,38	89,33	60

Berechnete Werthe der Fluidität bei verschiedener Concentration und Temperatur.

Gehalt an Essigsäure in Gewichtsprocenten.								
Temp.	85,48	89,82	94,70	98,52	99,35	99,75	99,80	Temp.
0	20,45	22,71	28,28	42,00	46,04	57,44	57,96	0
5	24,31	26,54	33,88	48,85	52,62	62,33	62,54	5
10	28,53	30,82	39,58	55,69	59,32	67,56	67,55	10
15	33,11	35,56	45,48	62,52	66,14	73,13	72,99	15
20	38,05	40,74	51,58	69,33	73,08	79,05	78,86	20
25	43,35	46,38	57,89	76,13	80,14	85,32	85,16	25
30	49,01	52,47	64,40	82,91	87,32	91,92	91,88	30
35	55,03	59,02	71,11	89,68	94,62	98,88	99,04	35
40	61,41	66,01	78,03	96,43	102,04	106,17	106,62	40
45	68,15	73,46	85,15	103,17	109,58	113,82	114,64	45
50	75,25	81,36	92,46	109,89	117,24	121,80	123,08	50
55	82,71	89,71	99,99	116,60	125,02	130,13	131,95	55
60	90,53	98,51	107,71	123,29	132,92	138,81	141,25	60

Zur Construction von Curven, die ein Urtheil über das Verhalten des Minimums der Fluidität gestatten, und dass ein solches bei etwa 80 Proc. liegt, zeigt schon die obige

Tabelle, wurden nun die Werthe der Fluidität für alle Mischungen von 5 zu 5° berechnet. Die Resultate sind in der Tabelle (p. 682) in der Weise geordnet, dass die Zeilen die Abhängigkeit der Fluidität von der Concentration für 13 Temperaturen, die Columnen den Verlauf der Fluidität mit der Temperatur für 15 Mischungen zeigen.

Diese Zahlen gestatten demnach eine doppelte graphische Darstellung. Fig. 8 zeigt den Verlauf der Fluidität in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur zunächst für 79,3 procentige Lösung, bei der die Fluidität die kleinste ist, ferner für zwei concentrirte Lösungen von 98,5 und 99,8 Proc. (punktirte Curven) und zwei verdünnte Lösungen von 14,8 und 0 Proc. Die Abscissen sind hierin Temperaturen, die Ordinaten Fluiditäten. Man sieht auch hier, wie früher beim Alkohol, dass der Einfluss der Temperatur auf die Fluidität am stärksten beim Wasser ist und mit Zusatz von Säure rasch abnimmt. Höchst auffallend ist aber der Verlauf der Curve für 98,5 Proc.; dass hier Beobachtungsfehler vorliegen sollten, ist doch kaum anzunehmen.

Fig. 9 lässt die Abhängigkeit der Fluidität von der Concentration der Mischung überblicken; die Abscissen sind Procente Essigsäure, die Ordinaten stellen die Fluiditäten vor; es sind nur die Curven für 0, 15, 30, 45, 60° eingetragen, da diese für unseren Zweck genügen. Man übersieht leicht, dass das Minimum der Fluidität bei einer Zusammensetzung von 77 Proc. liegt entsprechend der Formel $C_2H_4O_2 + H_2O$, und dass eine irgend merkliche Verschiebung desselben von einer Curve zur anderen nicht stattfindet. Merkwürdig ist das ausserordentlich rasche Wachsen der Fluidität von dieser Concentration an bei Zusatz von Essigsäure zur Mischung, und der ähnliche Verlauf der Curven für höhere Temperaturen mit denen, die sich auf Alkohol beziehen; bei beiden ist das Ansteigen hinter dem tiefsten Punkte einige Zeit fast geradlinig.

Zum Schlusse sei noch erwähnt, dass Ausflussversuche mit Essigsäure bei 20° und verschiedener Concentration schon 1862 von Graham¹⁾ angestellt wurden, die ein Maximum

1) Graham, Lieb. Ann. 123. p. 10 ff. 1862.

der Transpirationszeit bei 23,07 Proc. Wasser und 1,0752 specifisches Gewicht ergaben. Neuere, zahlreichere Versuche von Wijkander¹⁾ scheinen auf eine Verschiebung des Reibungsmaximums hinzuweisen, doch dürfte eine solche durch die hier niedergelegten Beobachtungen sehr unwahrscheinlich gemacht, wenn nicht ausgeschlossen sein.

Giessen, im April 1886.

**X. Das Gesetz der Abnahme der Absorptionskraft
bei zunehmender Entfernung;
von W. Müller-Erbach.**

Nachdem schon in einer früheren Untersuchung²⁾ für die Absorption von Dämpfen durch feste Körper das Verhältniss zwischen der Entfernung und der Abnahme der Anziehung berücksichtigt war, hatte eine sich anschliessende Reihe von Absorptionsversuchen die Ermittlung seiner Beziehung hauptsächlich zum Zweck. Die Spannkraft des absorbirten Wassers wurde wie vorher durch die Geschwindigkeit des Verdampfens in einer abgeschlossenen und durch Schwefelsäure trocken gehaltenen Atmosphäre gemessen. Wurde dabei die Versuchsröhre mit unverbundenem Wasser in eine zweite verschlossene Flasche gebracht, in welcher die abgesperrte Luftsäule über der Schwefelsäure eine gleiche und nicht zu grosse Höhe hatte, so konnte die Correctur wegen des schädlichen Gegendrucks von restirendem Wasserdampf wegfallen und die relative Dampfspannung direct gefunden werden.

Für die neuen Messungen habe ich zunächst die Absorption von Wasserdampf durch reine Thonerde benutzt.

1) Wijkander, Lunds Physiogr. Sällsk. Jubelskrift 22. p. 1878; Beibl. 3. p. 8. 1879.

2) Müller-Erbach, Verhandlgn. d. phys. Ges. Berl. 1885. Nr. 1 u. 4.

Diese
wan
oder
stellu
flüssig
cher,
Gewic
trocke
zurück
Später
Verda
perat
Anwe
zulies
const
ausge
wirkt.
die G
selber
kugel
gleich
bunde
Wass
I
lag in
häsio
durch
spann
gesuc
geseh
Damp
beoba
habe
Spann
Bun
geben

Dieselbe war in einigen Versuchen von der früher angewandten verschieden, aber nur dadurch, dass sie weniger oder gar kein Hydratwasser enthielt, indem sie bei der Darstellung bis zur stärksten Rothgluth erhitzt war, welche strengflüssiges Glas noch aushält. Diese Thonerde absorbirte schwächer, als die bei niedrigerer Temperatur dargestellte, aber die Gewichtsmenge von absorbirtem Wasser, welche sie in der ganz trockenen Atmosphäre bei gewöhnlicher Luftwärme constant zurückhielt, betrug immer noch 5 Proc. des eigenen Gewichts. Später wurden dann, um auch den Rest des Wassers zum Verdampfen zu bringen, noch Versuche bei höherer Temperatur angestellt. Weil dabei die gesteigerte Wärme die Anwendung von Schwefelsäure zum Austrocknen nicht mehr zuließ, so habe ich zuletzt durch eine Chlorcalciumkugel in constantem Abstände von der Thonerde die Entfernung des ausgeschiedenen Wasserdampfes aus der Versuchsröhre bewirkt. Wird dann ausserdem bei gewöhnlicher Temperatur die Gewichtsabnahme von unverbundenem Wasser in derselben Röhre für den gleichen Abstand der Chlorcalciumkugel ermittelt, so können aus den Gewichtsverlusten in gleichen Zeiten und nach den Dampfspannungen des unverbundenen Wassers die relativen Spannungen des absorbirten Wassers berechnet werden.

Die Hauptschwierigkeit für das Auffinden des Gesetzes lag in der Aufstellung des Maasses für die Stärke der Adhäsion. Während sie früher gleich der chemischen Anziehung durch Vergleichung mit Schwefelsäure von gleicher Dampfspannung bestimmt wurde, musste jetzt ein anderes Maass gesucht werden, weil, selbst von principiellen Bedenken abgesehen, wenigstens ein Theil der vorkommenden geringen Dampfspannungen an der wasserhaltigen Schwefelsäure weder beobachtet sind, noch beobachtet werden können. Deshalb habe ich zunächst den reciproken Werth der relativen Spannung als Kraftmaass benutzt. Schon früher hatte sich Bunsen¹⁾ für ein solches Maass ausgesprochen und angegeben, dass nach demselben die Anziehungen in den dem

1) Bunsen, Wied. Ann. 24. p. 321. 1885.

absorbirenden Körper nächsten Schichten nach hohen Potenzen der Entfernung veränderlich sind. Auf alle Fälle behalten die so gefundenen Resultate ihre Bedeutung, denn die Beziehung der Spannkraft des absorbirten Wassers zu der Entfernung, in welcher es festgehalten wird, ist an sich von hinreichendem Interesse.

Dass das absorbirte Wasser an der Oberfläche der Thonerde liegt, schliesse ich aus der Analogie mit absorbirtem Schwefelkohlenstoff, für welchen ich l. c. bewiesen habe, dass er nicht in das Innere der Thonerdemoleculé eingedrungen sein konnte. Ueber die absoluten Entfernungen der absorbirten Schichten lassen sich nach früheren Erörterungen¹⁾ nur Grenzen angeben, dagegen können die Verhältnisse der Abstände verschiedener Schichten genauer berechnet werden. Ich habe das früher nach zwei Methoden ausgeführt, aber es erscheint mir für den Zweck dieser Abhandlung ausreichend, wenn die von der Wirklichkeit jedenfalls wenig abweichende Annahme gemacht wird, dass bei der im Vergleiche zu ihrer Grundfläche geringen Dicke der Schichten von dem Unterschiede der Flächenausdehnung in verschiedener Höhe derselben abgesehen werden kann. Die Dicke der einzelnen Schichten wird dann einfach dem Procentgehalt an absorbirtem Wasser proportional angesehen. Wenn man dieses Wasser an seiner äussersten Oberfläche sich gasförmig vorstellen muss, so werden auch die letzten Abstände entsprechend grösser, doch kann eine solche Abweichung nur bei einer geringen Menge des absorbirten Wassers vorkommen, weil in der bezüglichen Entfernung die Anziehung bald ganz aufhört. In der folgenden Zusammenstellung sind nun zunächst die Beobachtungen bei gewöhnlicher Temperatur angegeben, nachher folgen diejenigen von höherer Temperatur, welche meistens bei geringeren Procentsätzen von absorbirtem Wasser angestellt wurden.

1) Müller-Erbach, Exner's Rep. 21. p. 542. 1885.

Mittlerer
Procent-
gehalt

22,7
18,7
16,0
14,0
11,8
10,0
9
8,3
8,1
7,3
7,1
6,5
6
5,67
5,4
14,5
7,67
3,17
2,4

A
fernun
(e_2/e_1)
um so
erde l
nach
4. Po
Expor
die e
man e
sen d
ist eb
Schick
I
die D
denen
ausdr
nente
erken
ganz
dung

Mittlerer Procentgehalt	Entfernung der Schichten	Mittlere Temperat.	Relative Spannung	Aus der Spannung berechnete Exponenten der Entfernungsverhältnisse
22,7	1	12,6° C	0,67	1. (äusserste) u. 15. Schicht 4,0
18,7	0,82	15,1	0,64	2. " " " 4,7
16,0	0,705	13,9	0,61	3. " " " 5,4
14,0	0,615	16	0,46	4. " " " 6
11,8	0,52	18,1	0,34	5. " " " 7
10,0	0,44	17,6	0,28	6. " " " 8
9	0,39	16,0	0,19	7. " " " 9,1
8,3	0,366	15,8	0,10	8. " " " 9,3
8,1	0,36	13	0,09	9. " " " 9,7
7,3	0,32	13,1	0,05	10. " " " 10,7
7,1	0,31	13,5	0,044	11. " " " 11,4
6,5	0,29	12,8	0,019	12. " " " 12,2
6	0,266	12,1	0,012	13. " " " 17
5,67	0,25	11,7	0,007	14. " " " 26
5,4	0,239	11,8	0,002	
14,5	—	59,1	0,577	
7,67	—	48,6	0,105	
3,17	—	145	0,0009	
2,4	—	220	0,0012	

Aus dieser Tabelle ergibt sich, dass die aus den Entfernungen e und den Anziehungen a nach der Formel $(e_2/e_1)^x = a_1/a_2$ berechneten Exponenten x ganz regelmässig um so grösser ausfallen, je näher die Schichten an der Thonerde liegen. Für die beiden nächsten nimmt die Spannung nach der 26. Potenz, für die erste und letzte nach der 4. Potenz der Entfernung ab. Berechnet man überall den Exponenten für die benachbarten Schichten, so machen sich die einzelnen Beobachtungsfehler stärker bemerklich, und man erhält eine weniger regelmässige Reihe, aber das Wachsen der Exponenten mit der Annäherung an die Thonerde ist ebenso unverkennbar wie beim Vergleichen sämtlicher Schichten mit der der Thonerde am nächsten.

Da jedoch die Spannkraft des absorbirten Wassers nur die Differenz zwischen der Spannungsenergie des ungebundenen Wassers und der Anziehungsenergie der Thonerde ausdrückt, so lassen die nach derselben berechneten Exponenten das Gesetz der Veränderung der Energie selbst nicht erkennen. Um diese zu finden, habe ich schliesslich ein ganz neues Kraftmaass für die Absorption in Anwendung gebracht. Denkt man sich nämlich die Gewichtsein-

heit des ungebundenen Wasser von einer bestimmten Temperatur soweit abgekühlt, bis es durch Abkühlung die Dampfspannung in gleichem Grade verringert hat, wie es durch Absorption bei der Anfangstemperatur geschieht, so erhält man aus der Temperaturdifferenz diejenige Zahl von Wärmeeinheiten, welche auf das Wasser dieselbe Wirkung ausübt, wie die Absorption, und deshalb als gleichwerthig angesehen werden kann. Die Dampfspannung erweist sich thatsächlich als eine regelmässige Function der nach der Entfernung veränderlichen Anziehung ebenso wie der Temperatur, daher erscheint es principiell zulässig, jenen Anziehungsunterschied mit dem durch die Temperatur bedingten Unterschied in der potentiellen Energie zu vergleichen, sodass man in dem letzteren einen Maassstab für die erstere gewinnt. Die bei der Aenderung des Aggregatzustandes gebundene Wärmemenge bleibt im vorliegenden Falle ohne Einfluss, weil die Gesamtmenge des absorbirten Wassers bis auf ein Minimum an der äusseren Oberfläche als fest angenommen werden muss.

Die der Spannungsdifferenz entsprechende Abkühlung ergibt sich meist unmittelbar aus den Tabellen über die beobachteten Dampfspannungen, für die letzten minimalen Werthe habe ich zur Ermittlung der unteren Temperatur die empirische Formel von Magnus $S = 4,525 \cdot 10^{7,4475 t / (234,69 + t)}$ benutzt, die auch namentlich unter Null gut mit den direct gefundenen Werthen übereinstimmt. Die gesuchte niedrigere Temperatur erhielt ich so nach der Formel:

$$t = \frac{(\log S - \log 4,525) 234,7}{7,45 + \log 4,525 - \log S},$$

die Anzahl der Calorien aus dem Unterschiede der so berechneten und der während der Bestimmung von S beobachteten höheren Temperatur. Da das absorbirte Wasser als fest anzusehen ist, so war für seine specifische Wärme die des Eises 0,502 in Anrechnung zu bringen. Letztere Zahl findet sich ja mehr oder weniger annähernd auch in den festen chemischen Verbindungen des Wassers wieder, und mit diesen haben die durch Absorption gebildeten Körper ausserdem manche Aehnlichkeit. Die Exponenten für

Mittlere
Procent
gehalt

22,7
18,7
16
14
11,8
10
9
8,3
8,1
7,3
7,1
6,5
6
5,67
5,4

des
sie v
weic
gerin
weni
um
aber
die
zen
man
und
je n
rück
wah
ist,
zu ä
grös
An

die Verhältnisse der Entfernungen (e) und der Calorien sind aus den Temperaturen (t der Versuchstemperatur, t_1 und t_2 der die Spannung vermindernenden Abkühlungstemperatur) nach der Formel $(t - t_1)/(t - t_2) = (e_2/e_1)^x$ berechnet, und in der letzten Verticalreihe der folgenden Tabelle angegeben.

Mittlerer Procent- gehalt	Entfer- nung der Schichten	Mittlere Temp.	Relative Spannung	Calo- rien	Exponenten der Entfernungsverhältnisse
22,7	1	12,6°	0,67	3,0	Für die 1. u. 15. Schicht 1,7
18,7	0,82	15,1	0,64	3,36	2. " " " 1,9
16	0,705	15,0	0,61	3,8	3. " " " 2,0
14	0,615	16	0,46	5,8	4. " " " 1,87
11,8	0,52	18,1	0,34	8,1	5. " " " 1,85
10	0,44	17,6	0,28	9,4	6. " " " 2,1
9	0,39	16	0,19	11,7	7. " " " 2,1
8,3	0,366	15,8	0,10	15,8	8. " " " 1,8
8,1	0,36	13	0,09	16,3	9. " " " 1,85
7,3	0,32	13,1	0,05	19,4	10. " " " 1,9
7,1	0,31	12,1	0,044	20,1	11. " " " 1,9
6,5	0,29	12,8	0,019	24,1	12. " " " 1,8
6	0,266	12,1	0,012	26,4	13. " " " 2,4
5,67	0,25	11,7	0,007	29,7	14. " " " 3,3
5,4	0,239	11,8	0,002	34,2	

Die gefundenen Exponenten stimmen mit Ausnahme des letzten so vollständig untereinander überein, dass man sie unzweifelhaft für constant ansehen muss. Für die Abweichung des letzten ist zu beachten, dass sie von einer sehr geringen Gewichtsdivergenz abhängt und verschwinden würde, wenn der Unterschied zwischen den beiden letzten Wägungen um 0,3 mg grösser wäre. Ein solcher Unterschied würde aber die übrigen Verhältnisse fast gar nicht verändern und die Abweichung liegt demnach durchaus innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler. Aehnliche Abweichungen findet man, wenn man von anderen Stellen der Tabelle ausgeht, und sie sind begreiflicherweise durchschnittlich um so grösser, je näher die verglichenen Schichten aneinander liegen. Berücksichtigt man, dass die Dichte des absorbirten Wassers wahrscheinlich in den äussersten Schichten etwas geringer ist, so wären etwa die beiden ersten Exponenten entsprechend zu ändern. Nimmt man aber selbst einen um ein Zehntel grösseren Abstand für die äusserste Schicht an, so würde

der dazu gehörige Exponent doch nur von 1,7 bis auf 1,6 abnehmen, und es bliebe auch dann noch die Annäherung der einzelnen Werthe an 2 ebenso gross, wie sie sie z. B. bei den Beobachtungen über electrische oder magnetische Anziehung in verschiedenen Entfernungen gefunden wird. Der aus den 14 einzelnen Bestimmungen resultirende Mittelwerth ist 2,04.

Bei der bekannten Eigenschaft der Thonerde, je nach dem Grade des Erhitzens eine verschiedene Absorptionskraft zu besitzen, bot sie eine erwünschte Gelegenheit, die Regelmässigkeit der Beziehungen zwischen Entfernung und der nach Calorien bestimmten Anziehungsenergie weiter zu prüfen. So habe ich ausser der erwähnten noch vier andere Versuchsreihen angeführt und die grösste Abweichung in der nachstehend mitgetheilten beobachtet. Die in derselben benutzte Thonerde hielt im Vergleich mit der zuerst verwandten mehr als die $1\frac{1}{2}$ -fache Menge Wasser bei gewöhnlicher Temperatur zurück.

Mittlerer Proceentgehalt	Entfernung der Schichten	Mittlere Temp.	Relative Spannung	Calorien	Exponenten der Entfernungsverhältnisse
17,1	1	14°	0,33	7,8	Für die 1. u. 10. Schicht 2,2
15,95	0,94	12,8°	0,25	9,4	2. " " " 2,2
15,08	0,89	12,3	0,20	11,1	3. " " " 2,1
14,25	0,84	13,3	0,114	14,6	4. " " " 1,8
13,4	0,79	14,4	0,07	17,6	5. " " " 1,4
12,75	0,75	12,9	0,05	19,4	6. " " " 1,4
11,4	0,67	12,8	0,03	22,2	7. " " " 1,4
11,01	0,65	13,3	0,025	23,2	8. " " " 1,4
10,3	0,61	12,6	0,02	23,95	9. " " " 2,6
9,9	0,58	12,7	0,011	26,5	

Der Durchschnitt aus allen Exponenten beträgt in diesem ungünstigsten Falle 1,8, in den drei anderen hier nicht angegebenen Reihen war er 1,87 — 1,92 und 2,2, sodass demnach die Constanz der Durchschnittszahl regelmässig wiederkehrt.

Je kürzere Zeit die Versuche für die Spannungsbestimmungen in den einzelnen Schichten dauern, desto genauere Werthe würden sich für die Abstände und die Spannungen

der Aequipotentialflächen ergeben. wenn nicht die Genauigkeit der Messungen durch das Eindringen äusserer Feuchtigkeit beim Oeffnen des Versuchsgefässes beeinträchtigt würde. Deshalb bin ich auch für die Anfangsglieder mit grösseren Spannungen unter die Versuchsdauer von einem Tage nicht herabgegangen, für die letzten Glieder dauerte ein Versuch eine Woche und länger. Die Geschwindigkeit der Verdampfung wurde durch die Grösse der Versuchsröhren geregelt, ich nahm dieselben meist von 4—6 mm Durchmesser und von 80—90 mm Länge. Grenzen sich die einzelnen Messungen günstig gegeneinander ab, so lassen auch schon ganz nahe liegende Schichten das Abnahmegesetz deutlich erkennen. Ein Beispiel dafür liefert die folgende Reihe mit der Durchschnittszahl 1,92 für die Exponenten, in welcher diese nur anfangs regelmässig über 2 hinausgehen, während sie nachher entsprechend zurückbleiben. Die Abweichung rührt von einer geringen Beimengung von Kali her, welche nur durch lange fortgesetztes Auswaschen der Thonerde ganz beseitigt werden kann. Die Gegenwart von Kali veranlasst nämlich durch eine langsam fortschreitende Alaunbildung eine Verminderung des absorbirten Wassers und dadurch eine beschleunigte Spannungsabnahme, während die Abnahmen dann nachher durch Hinzutreten des Dissociationsdampfes langsamer erfolgt. Der Alaun besitzt aber nach früheren Versuchen eine Dissociationsspannung von 0,025 bis 0,036, und in dieser Grenze zeigt sich in der nachstehenden Reihe ganz deutlich eine langsamere Spannungsabnahme.

Mittlerer Procentgehalt	Entfernung der Schichten	Mittlere Temperatur	Relative Spannung	Aus d. Spannung ber. Wärmeeinheit.	Exponent. d. Entfernungsverhältnisse
22,2	1	18,1° C.	0,54	4,75	2,2
19,1	0,86	17,6	0,44	6,25	2,3
16,7	0,75	18,1	0,30	8,95	2,2
15,1	0,68	17,2	0,20	11,5	2,15
13,7	0,61	16,6	0,11	15,3	1,9
12,6	0,57	17,5	0,07	17,8	1,9
11,7	0,53	14,2	0,029	22,6	1,4
11,3	0,51	14,4	0,024	23,7	1,3
10,83	0,49	14,5	0,023	23,9	1,9
9,9	0,446	15,8	0,009	28,35	—

zur 10. Schicht

Zu dieser Versuchsreihe waren 0,216 g Thonerde verwandt. Während die Durchschnittszahl der von der innersten Schicht aus berechneten Exponenten 1,92 war, betrugen dieselben für je zwei benachbarte Schichten, wenn man der vorstehenden Anordnung der Reihe folgt: 1,83—2,7—2,5—3—1,8—3,2—1,3—0,3—2,1. Selbst bei der stärksten Abweichung der drittletzten Schicht zeigt sich schon leicht die Tendenz zur Zahl 2, denn wenn man nur nach beiden Seiten eine Schicht weitergeht, so erhält man nach der einen Seite 1,3 und nach der anderen 2,6. Doch scheint es mir vollständig ausreichend, wenn man wie in den übrigen Reihen bei grösseren Abständen die Regel deutlich erkennen kann. Trotz der beträchtlichen Abweichungen in den Einzelheiten der zahlreichen Versuche und namentlich der grossen Verschiedenheit in der Anziehungskraft der benutzten Thonerde erweist sich demnach dieselbe Regel für die Bestimmung der Spannungen in den einzelnen Schichten nach den angestellten Beobachtungen allgemein brauchbar. Wenn sie aber für die Absorption überhaupt als zutreffend angesehen sein soll, so war es wünschenswerth, sie auch für chemisch ganz verschiedene Stoffe nachzuweisen. Die meisten derselben, welche wegen ihrer Unwirksamkeit auf die Bestandtheile der Luft übrigens brauchbar sind, absorbiren den Wasserdampf nicht in genügender Menge, um eine deutliche Entscheidung über das Gesetz möglich zu machen. In dem durch Chlorkalk dargestellten Cobaltoxyd fand ich jedoch einen ebenfalls geeigneten Körper, der nach dem Erhitzen zu dunkler Rothglühhitze fast 3 Proc. seines Gewichtes an Wasserdampf aufnimmt. Man muss das Oxyd nur anhaltend und sorgfältig auswaschen, weil sonst das zurückgebliebene lösliche Salz durch seine Dissociation vollständig abweichende Resultate herbeiführt. Mit dieser Vorsicht fand ich für 0,568 g Oxyd die folgenden Werthe:

M
Pr
8

I
Meng
und
Reihe
I
sitzt,
gleich
ebenfa
spann
Adhä
ab, so
stimm
der K
von d
absor
verwie
dichte
Besta
wenig
Volun
ist be
Fall;
bei h
ältere
überei
ähnlic
diese
sie W
gerade

Mittlerer Procent- gehalt	Mittlere Temp.	Relative Spannung	Wärme- einheiten	Exponenten der Entfernungsverhält- nisse
2,51	16,8°	0,39	7,15	zur 4. Schicht 1,6
1,62	17,0	0,21	11,05	" 4. " 2,4
1,36	17,0	0,08	17,2	" 4. " 2,0
1,23	16,1	0,035	21,6	

In einem anderen Falle erhielt ich bei einer kleineren Menge des Oxydes von 0,309 g die Exponenten 1,4—1,8 und 1,8, im Durchschnitt 1,7 gegen 2 der vorstehenden Reihe.

Da die Holzkohle ein starkes Absorptionsvermögen besitzt, so scheint es naheliegend, auch ihr Verhalten in Vergleich zu stellen. Sie zeigt für absorbiertes Wasser zwar ebenfalls eine in den äusseren Schichten zunehmende Dampfspannung, aber die wie in den anderen Fällen berechnete Adhäsion nimmt nicht mit dem Quadrate der Entfernung ab, sondern viel langsamer, ohne dass dabei bisher eine bestimmte Regel erkannt werden konnte. Es handelt sich bei der Kohle, welche neben Wasserdampf eine bedeutende Menge von den übrigen Bestandtheilen der atmosphärischen Luft absorbiert oder auch chemisch¹⁾ bindet, um eine erheblich verwickeltere Erscheinung. Frisch ausgeglühte Kohle verdichtet an ihrer Oberfläche eine solche Menge gasförmiger Bestandtheile, welche bei abnehmendem äusseren Druck wenigstens theilweise wieder entweichen, dass sie in Paalzow's Volumenometer ein negatives Volumen ergeben würde. Das ist bei keinem der anderen von mir untersuchten Stoffe der Fall; ich habe, wie es ja ausserdem bekannt ist, fast stets bei hinreichender Menge der angewandten Substanz mit älteren Bestimmungen des specifischen Gewichtes ausreichend übereinstimmende Resultate und niemals eine nur annähernd ähnliche Abweichung gefunden, wie bei der Kohle. Auch diese verliert ihre abweichende Eigenschaft zum Theil, indem sie Wasser aufnimmt, und ihre Poren sich schliessen, aber gerade daraus geht hervor, dass der Wasserdampf nicht

1) R. A. Smith, Lond. R. Soc. Proc. 12. p. 424. 1863.

überall unmittelbar der Kohle aufliegt, wie es bei der Thonerde und dem Cobaltoxyd auch nach ihrem Verhalten im luftverdünnten Raume angenommen werden darf.

Das aus Eisenchlorid durch Ammoniak gefällte Eisenoxyd kann nach schwachem Glühen bis über 3 Proc. seines Gewichtes an Wasserdampf aufnehmen, und war deshalb zur Prüfung auf das Anziehungsgesetz ebenfalls zu verwenden. 0,440 g desselben zeigten die folgenden Spannungen und Exponenten:

Mittlerer Procentgehalt	Mittlere Temp.	Relative Spannung	Wärmeeinheiten	Exponenten der Entfernungsverhältnisse
2,57	21,2°	0,45	6,2	zur 3. Schicht 2,1
1,73	21,3	0,147	13,9	" 4. " 2,26
1,41	21,8	0,0385	22,1	

Der mittlere Werth der Exponenten ist 2,2, für die erste und zweite Schicht beträgt er 2,05, und es kann demnach aus allen vorliegenden Thatsachen mit der grössten Wahrscheinlichkeit gefolgert werden, dass für die Molecularkraft der Absorption wie bei den in die Ferne wirksamen Kräften die Abnahme mit grösserem Abstände einfach nach der geometrischen Zunahme der Angriffsfläche erfolgt, oder dass die Stärke der Adhäsion dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional ist.

Anfangs wurden die Versuchsreihen so ausgeführt, dass die Thonerde innerhalb derselben einerseits offenen Glasröhre den Wasserdampf aus feuchter Luft absorbierte und nachher an trockene Luft wieder abgab. Es dauerte dabei mehrere Wochen bis eine hinreichende Menge Wasser aufgenommen war, und deshalb wurden die Versuche später dadurch abgekürzt, dass die absorbirenden Stoffe flach ausgebreitet einer Atmosphäre ausgesetzt wurden, welche nahezu mit Feuchtigkeit gesättigt war. Auch so erwiesen sich die Pulver ausreichend gleichmässig mit Wasserdampf beladen.

In Uebereinstimmung mit älteren Beobachtungen an wasserhaltigen Salzen ergab sich für absorbiertes Wasser in mehreren Versuchen, dass die relative Spannung mit der

Erhö
beispi
absorbi
von 1
von 5
höher
reiche
diesel
Expon
peratu
(1,4 bi
als ein
Wärm
unters
Ausse
spann
weit a
weiter
höher
licher
deshal
tere a
E
einzel
wich
leichte
wasser
Hydra
so ste
bedeu
nach
merkli
dass
desten
spann
der F
deuten
V

Erhöhung der Temperatur erheblich zunimmt. So betrug beispielsweise für einen mittleren Gehalt von 14,3 Proc. an absorbirtem Wasser bei der durchschnittlichen Temperatur von 16° die Spannung 0,457, aber 0,577 bei der Temperatur von $59,1^{\circ}$. Für abschliessende Resultate ist die Zahl der in höherer Temperatur angestellten Versuche noch nicht ausreichend; soweit sie vorliegen ergeben sie bis 60° fast genau dieselbe Zahl von Wärmeeinheiten und also auch dieselben Exponenten, wie bei gewöhnlicher Luftwärme, aber für Temperaturen über 200° werden die Exponenten merklich kleiner (1,4 bis 1,5). Diese Abnahme darf keineswegs ohne weiteres als eine Abschwächung der Anziehung infolge der höheren Wärme gedeutet werden, denn bei so grossen Temperaturunterschieden sind auch die Abstände wesentlich geändert. Ausserdem stehen die dabei massgebenden minimalen Dampfspannungen von den willkürlich beobachteten Werthen so weit ab, dass es bedenklich erscheinen muss, aus demselben weitere Schlüsse zu ziehen. Jedenfalls kann man die bei höherer Temperatur erhaltenen Werthe mit den bei gewöhnlicher Luftwärme gefundenen nicht direct vergleichen, und deshalb habe ich zu den vorstehenden Ableitungen die letztere allein benutzt.

Ein kleiner Rest des absorbirten Wassers, in einem einzelnen Falle $1\frac{1}{2}$ Proc. vom Gewichte der Thonerde, entwich erst bei anfangender Glühhitze, aber doch wesentlich leichter als vorher die entsprechende Menge von Hydratwasser aus dem Thonerdehydrat. Obgleich demnach das Hydratwasser fester gebunden ist, als das absorbirte Wasser, so steht doch auch dieses schon unter der Einwirkung sehr bedeutender Kräfte. Der erwähnte Rest von $1\frac{1}{2}$ Proc. war nach dreistündigem Erhitzen bis über 400° nicht irgend merklich verringert, sodass es keinem Zweifel unterliegt, dass die Adhäsion dieses frei aufliegenden Wassers mindestens, nach der Formel von Regnault, einer Dampfspannung von 240 Atmosphären das Gleichgewicht hält, nach der Formel von Magnus ist die Spannung sogar noch bedeutender.

Wenn man die in den oben erwähnten Verhandlungen

der physikalischen Gesellschaft zu Berlin als minimale nachgewiesene Wirkungsweite der Adhäsion von 0,0015 mm mit dem Durchmesser der Moleküle vergleicht, der nach W. Thomson und F. Exner kleiner ist, als ein Zehnmilliontel eines Millimeters, so findet man, dass der Radius dieser Wirkungssphäre mindestens 15000 mal grösser ist, als der Durchmesser eines Moleküles. Da nun der Durchmesser der Sonne in dem grössten Abstände des Neptun von 30,3 Sonnenweiten nur ungefähr 3240 mal enthalten ist, so ergibt sich die interessante Analogie, dass wir die Energie eines einzelnen Moleküles im Vergleiche zu seiner Grösse ebensoweit verfolgen können, als die Gravitationswirkung der Sonne beobachtet ist.

Berichtigungen.

- Bd. XXVII. (R. Hennig) p. 337 Z. 12 v. u. muss stehen concentricen statt concentrischen.
 p. 338 (Tab. 15) muss für die Dichte der Halbscheibe III. stehen 7,1718 statt 7,1818.
- Bd. XXVII. (H. Jahn) p. 589 Z. 11 v. u. Knöpfchen statt Kröpfchen.
 p. 595 Z. 7 v. o. Secunden statt Stunden.
 p. 597 Z. 11 v. o. 75,198 statt 75,189.
- Bd. XXVIII. (Ketteler) p. 243 lies statt der Gleichungen (11):

$$(IV) \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg} R = \operatorname{tg} S = \sqrt{\operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \epsilon} \\ \operatorname{ctg} R = \operatorname{ctg} S = \frac{2}{N^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \sin 2\chi \sin \epsilon' \operatorname{tg} \epsilon} \end{array} \right.$$

h-
em
on
lli-
gs-
ser
in
en
die
nen
er-
ob-

trir

III.

chen

tg e

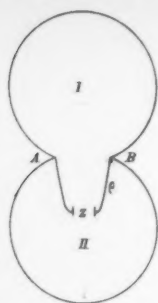


Fig. 1.

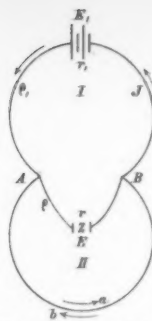


Fig. 2.

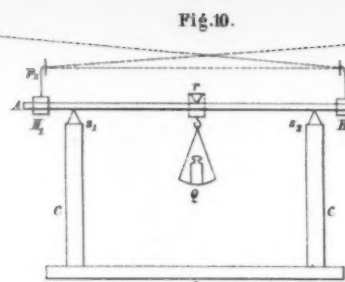
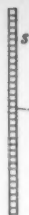


Fig. 10.

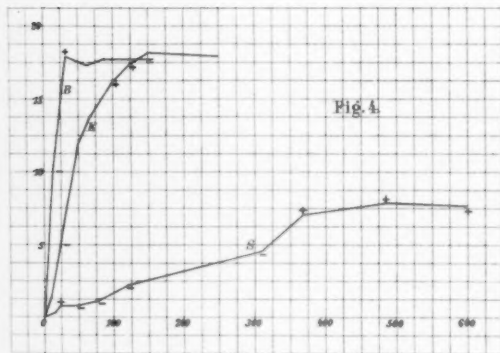


Fig. 4.

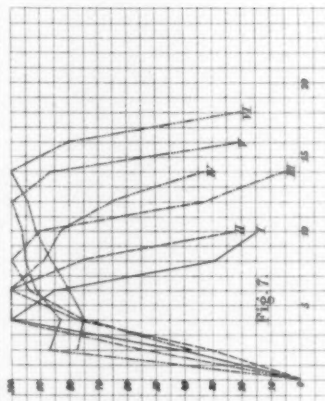


Fig. 7.

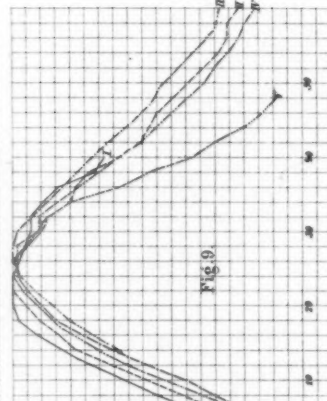


Fig. 9.

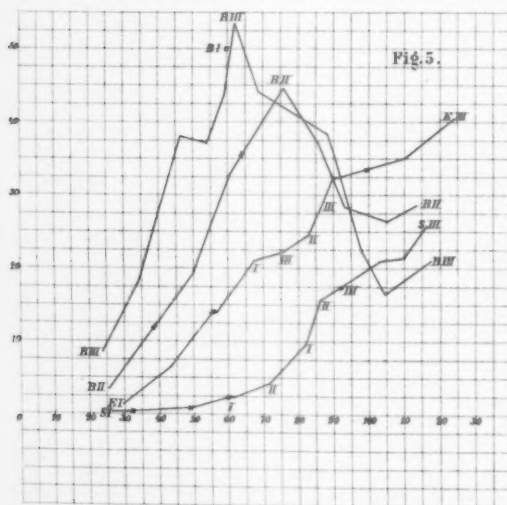


Fig. 5.

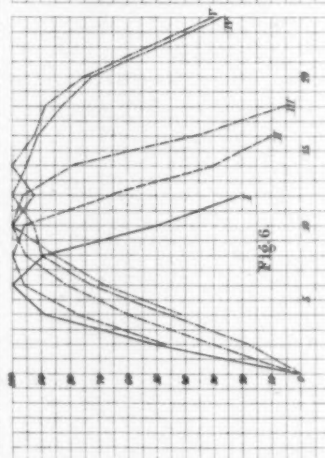


Fig. 6.

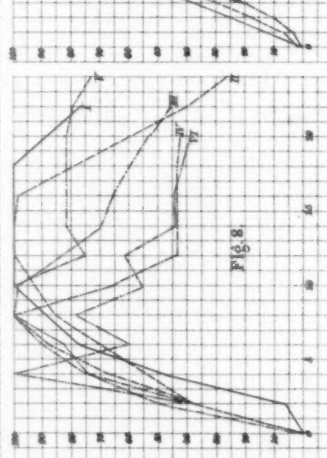
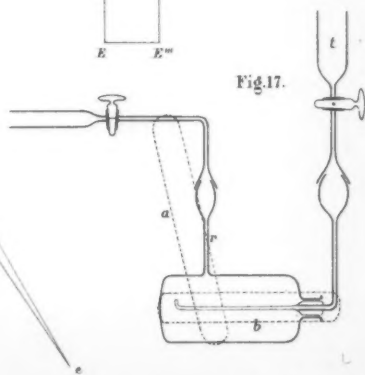
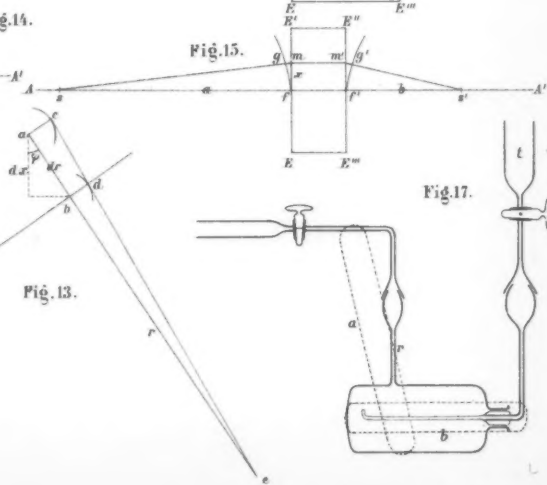
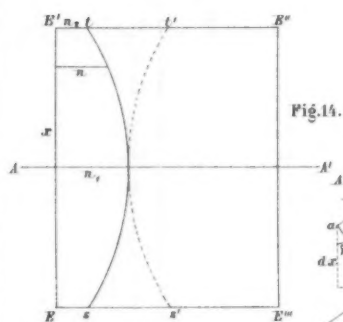
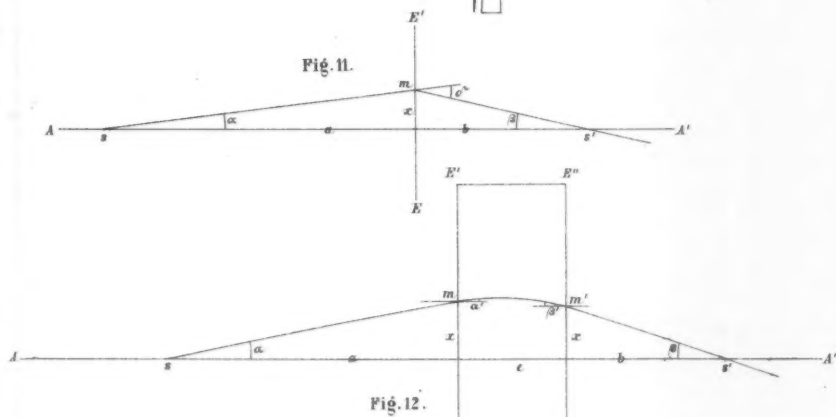
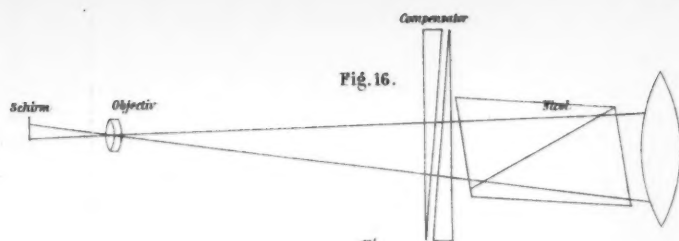
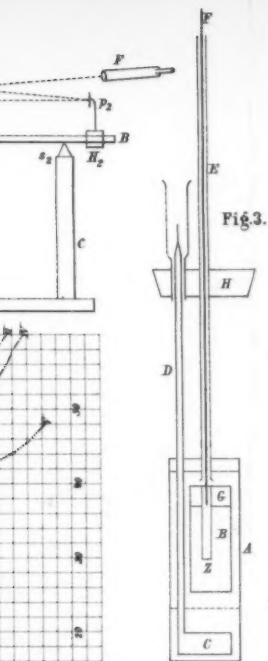


Fig. 8.



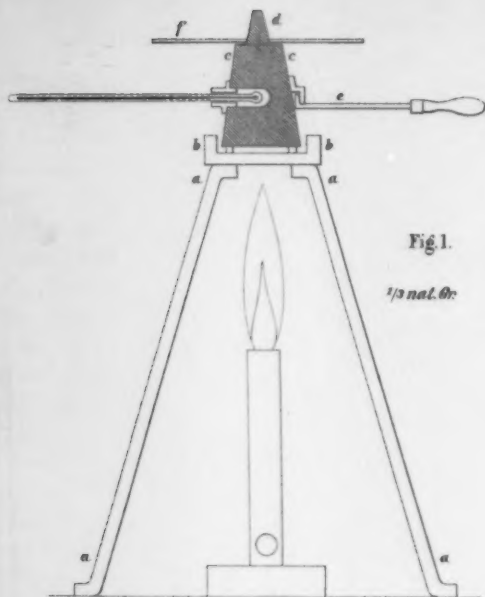


Fig. 1.

1/2 nat. Gr.

Fig. 2.

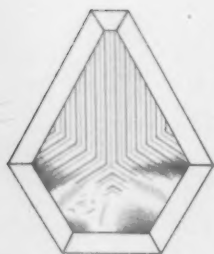


Fig. 4.

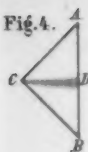


Fig. 8.

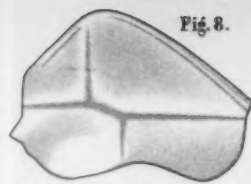


Fig. 10.



Fig. 11.



Fig. 12.

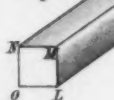


Fig. 14.



Fig. 15.



Fig. 17.



Fig. 18.



Fig. 19.



Fig. 3.



Fig. 5.

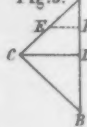


Fig. 6.

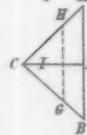


Fig. 13.

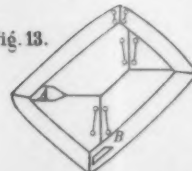


Fig. 16.

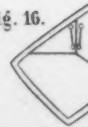


Fig. 20.

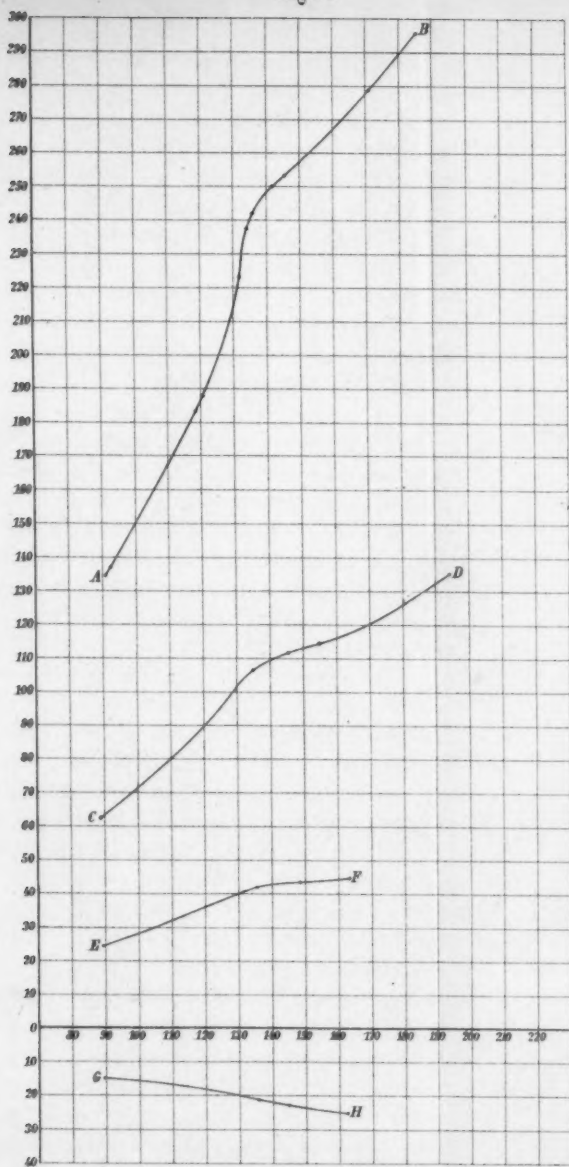


Fig. 9.

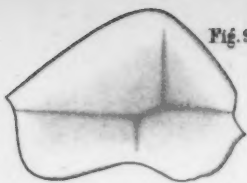


Fig. 12.

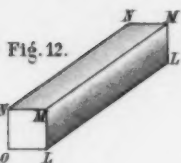


Fig. 15.



Fig. 18.



Fig. 7.

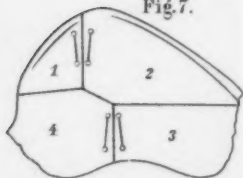
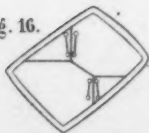


Fig. 16.



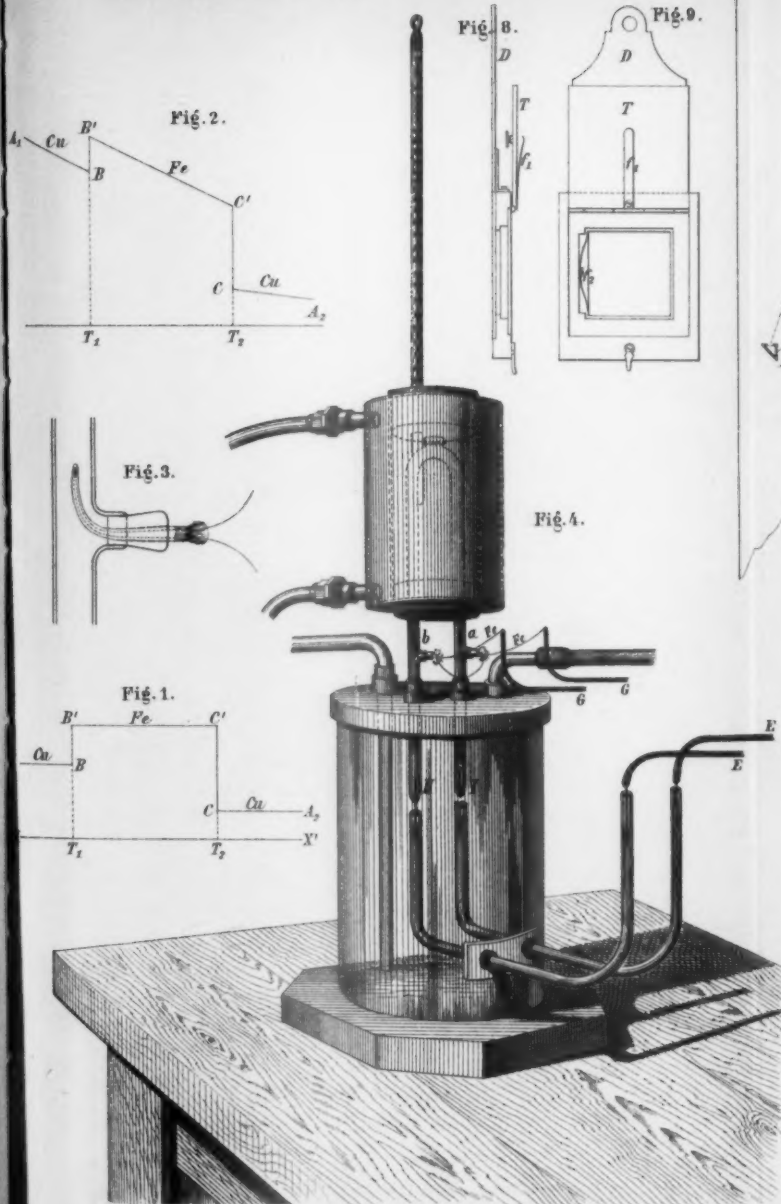


Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 5.

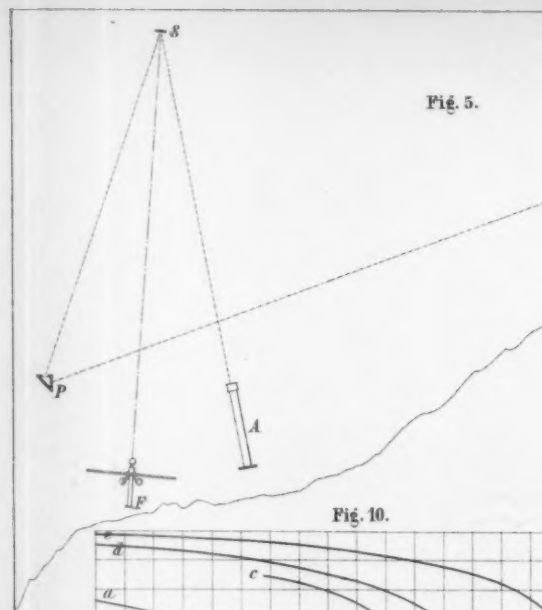


Fig. 10.

Phenol - a, a, a
Salicylsäure - b, b, b
Benzoesäure - c, c, c
d, d, d - Phenolol des Phenylammoniums
e, e, e - Anilin

Fig. 11.

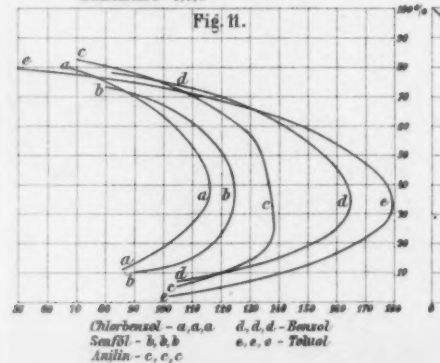


Fig. 5.

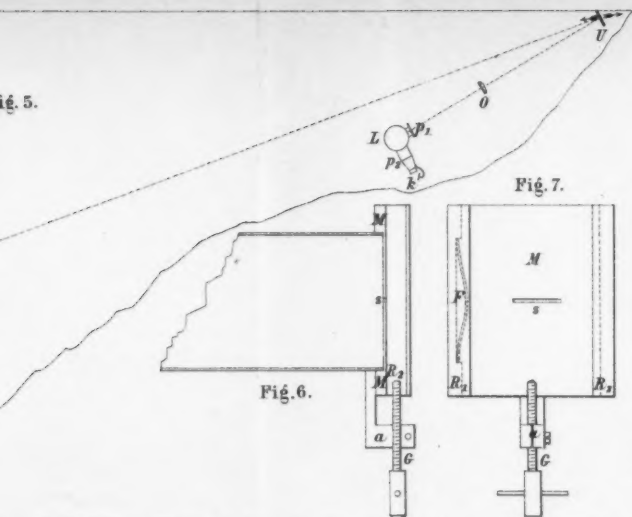


Fig. 7.

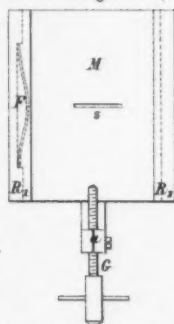


Fig. 6.

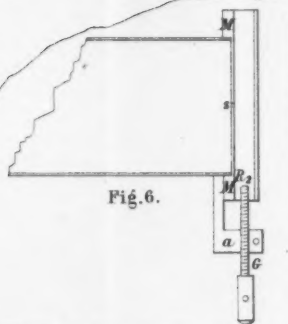


Fig. 12 a.

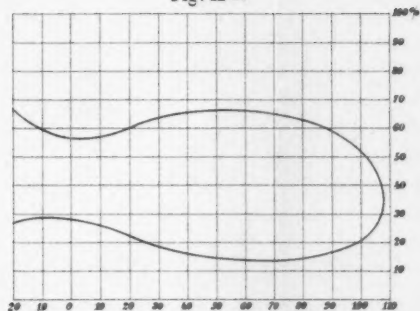


Fig. 12.

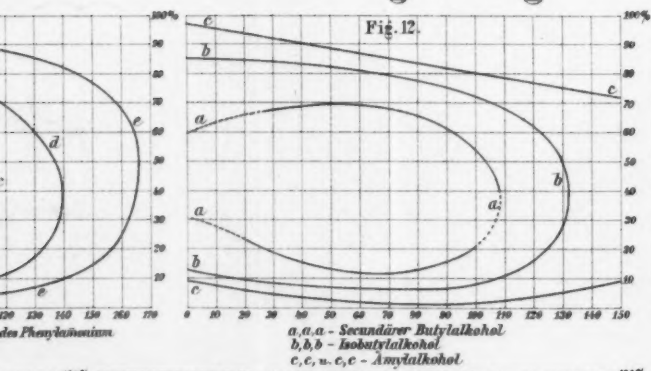


Fig. 14.

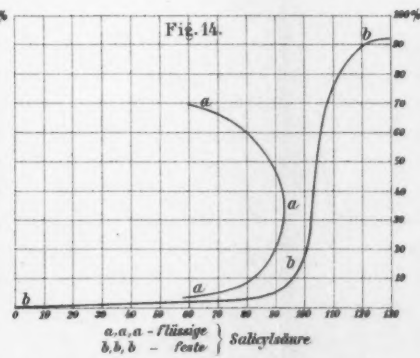


Fig. 13.

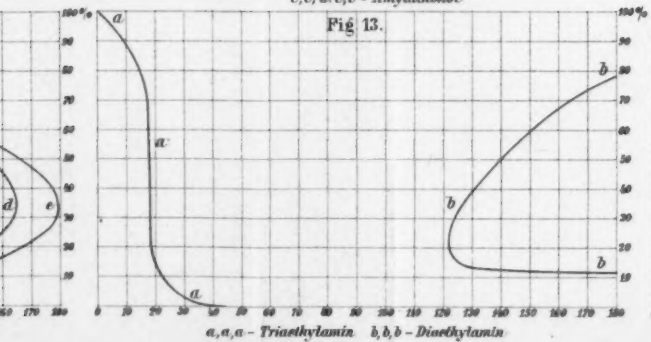
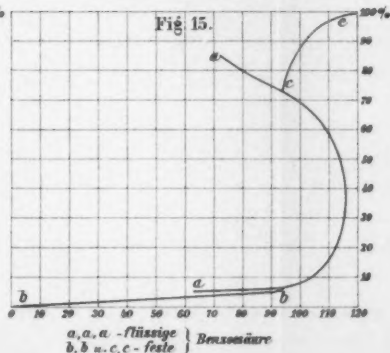
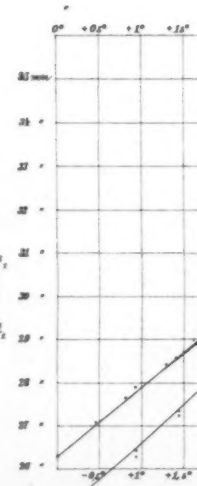
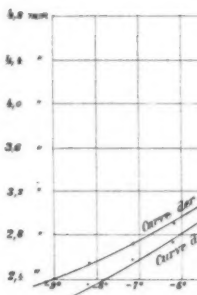
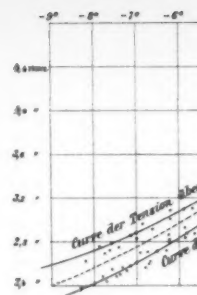
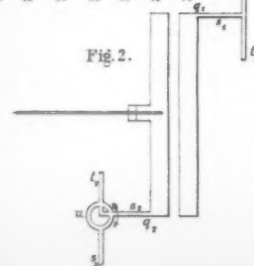
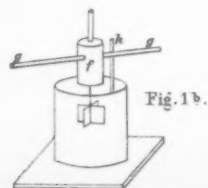
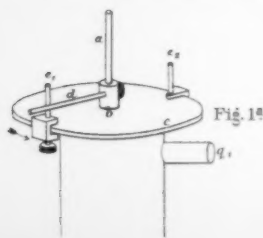
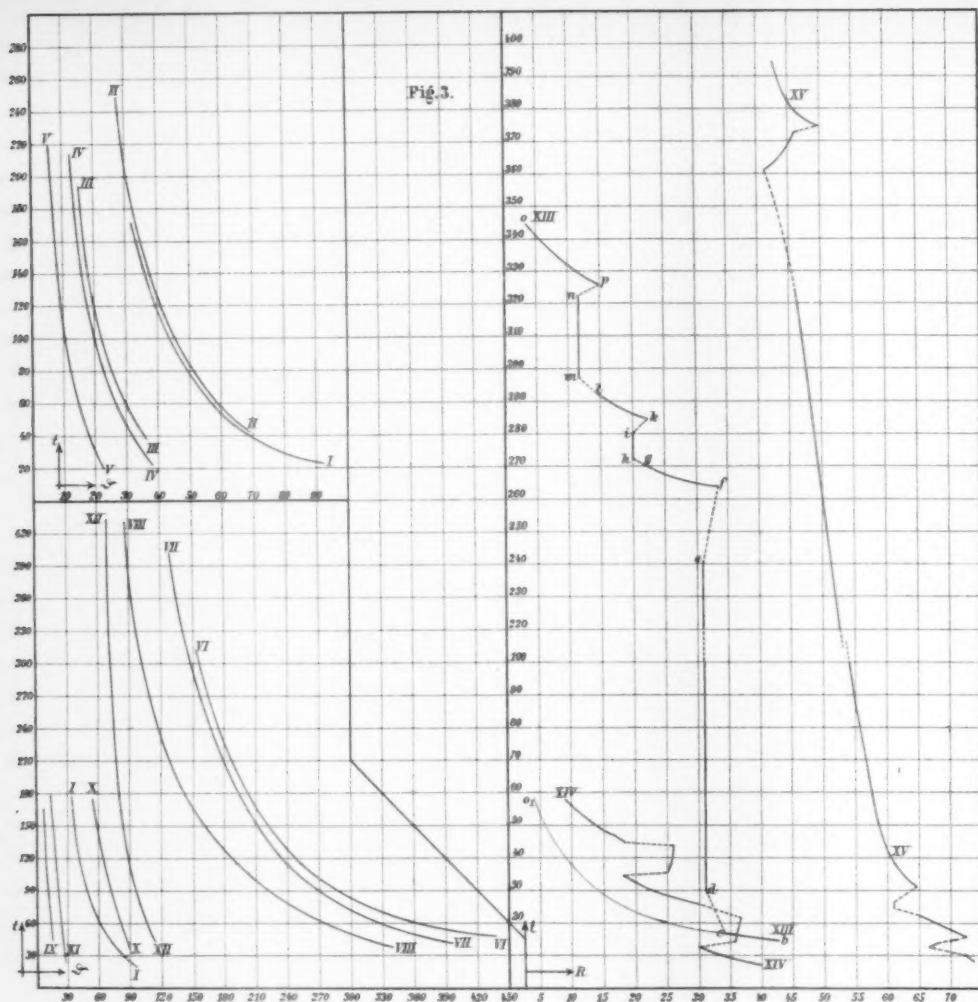
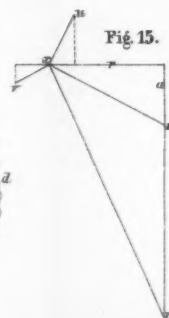
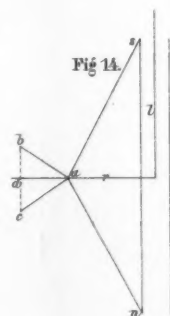
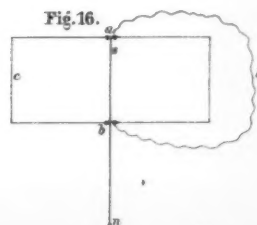
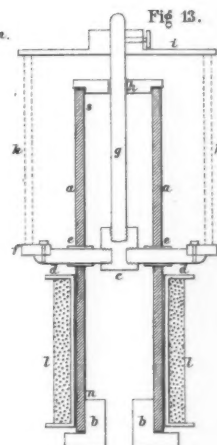
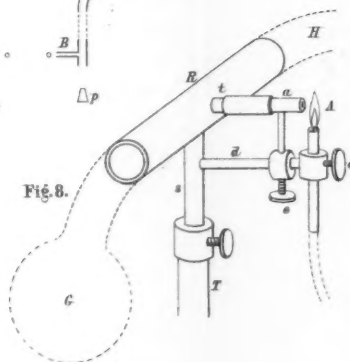
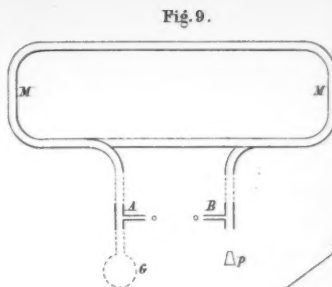
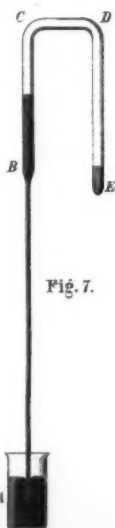
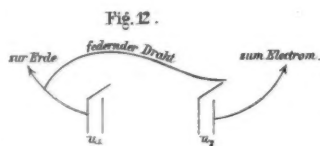
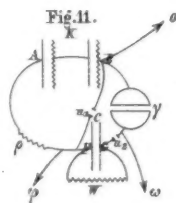
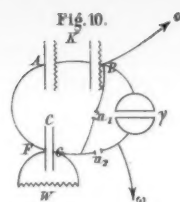
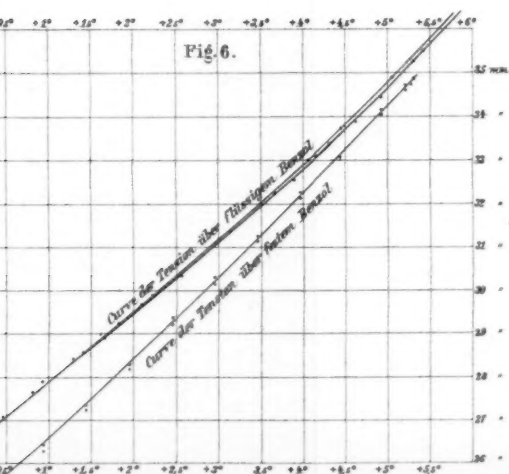
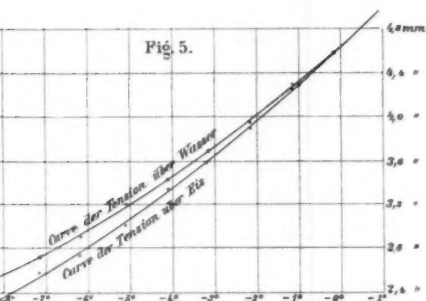
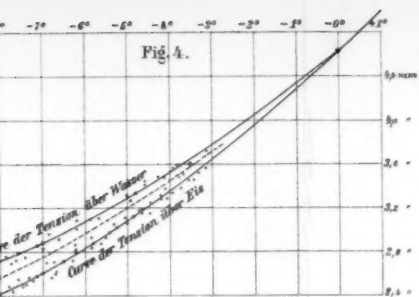
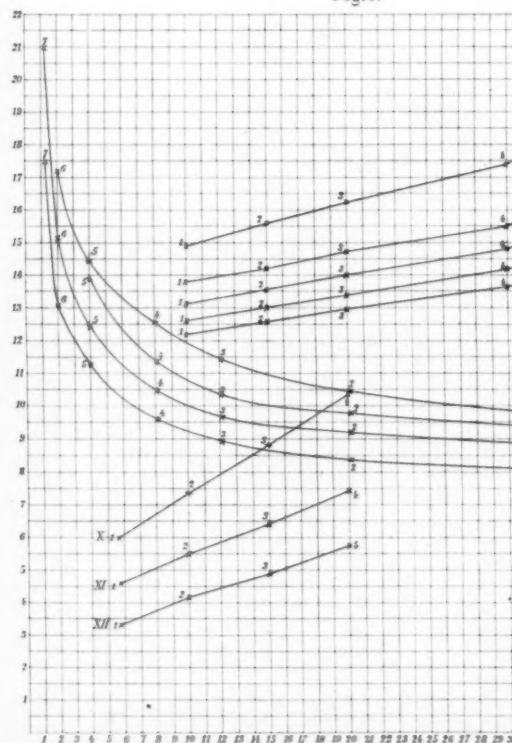
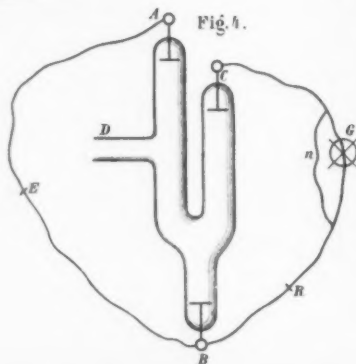
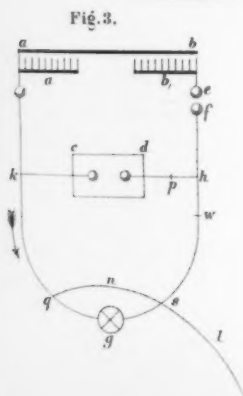
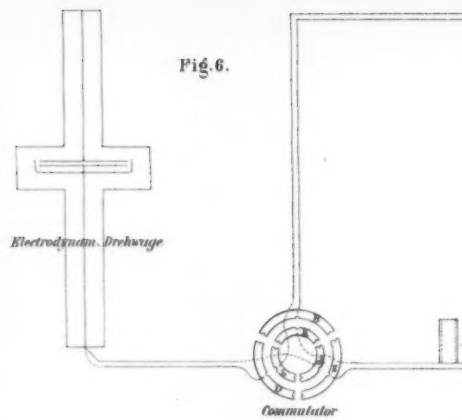
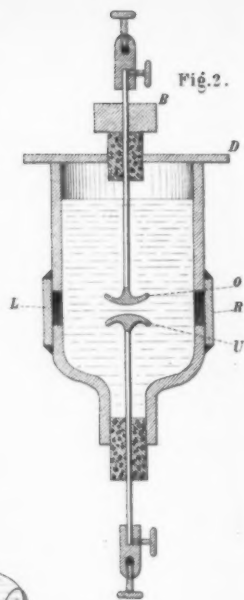
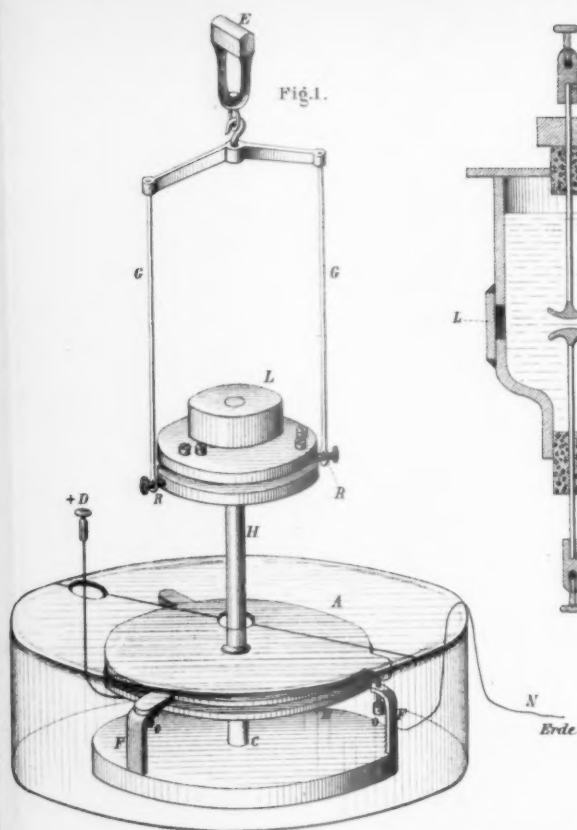


Fig. 15.









Quinke Fig. 1-2. Edlund Fig. 3-4. Auerbach Fig. 5. Krüger Fig. 6. Han

Taf. V.

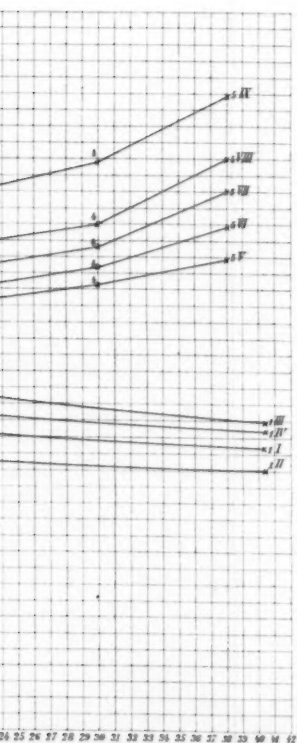
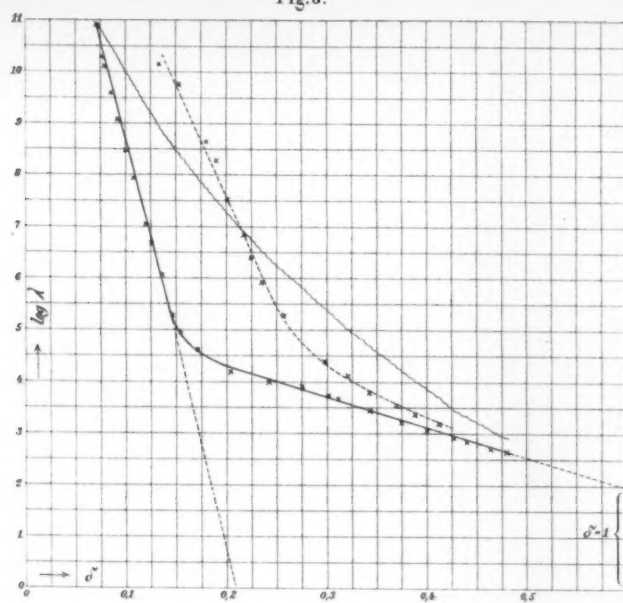
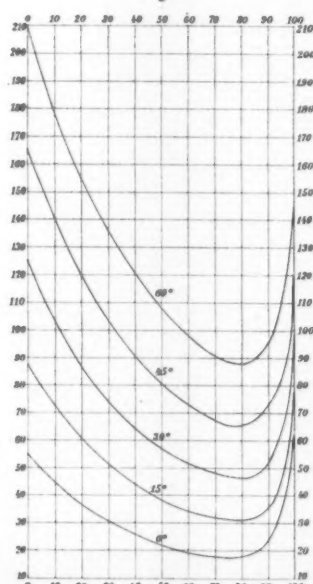
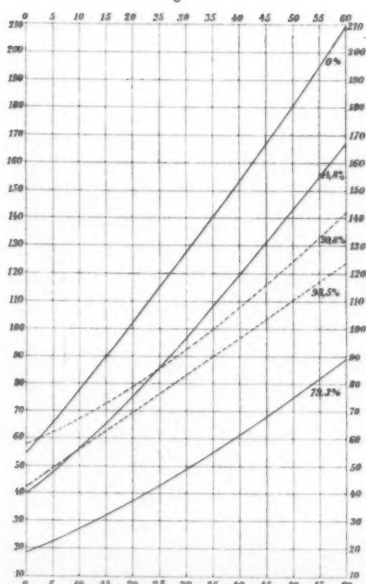
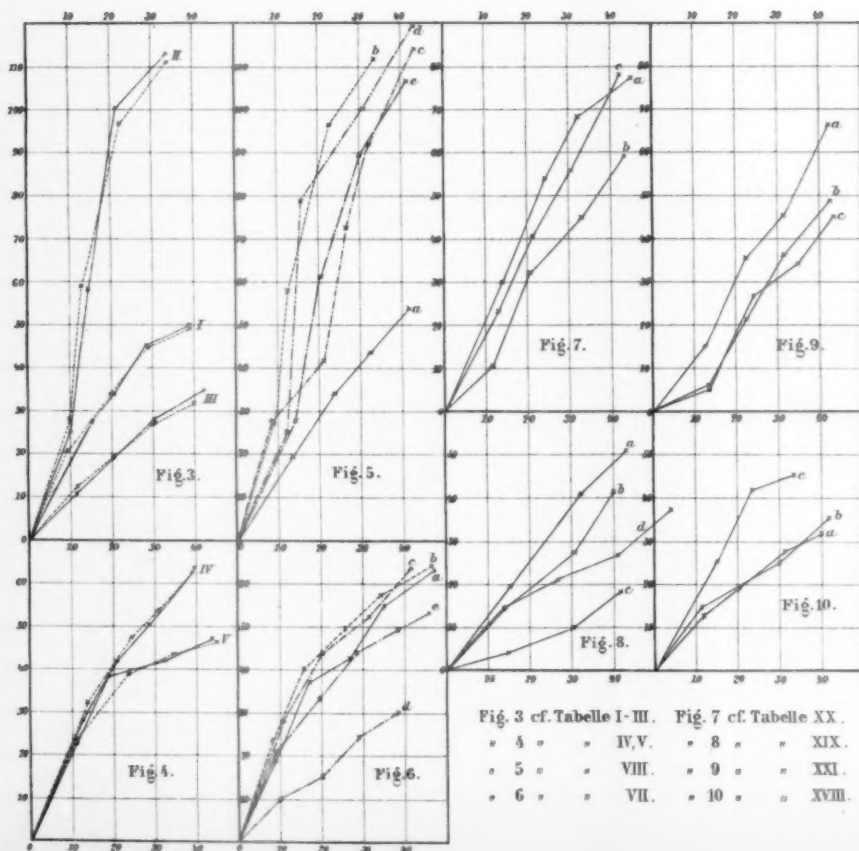
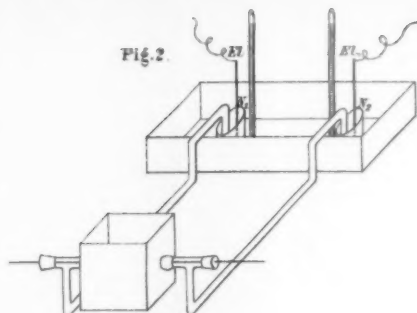
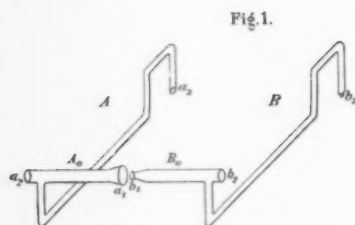


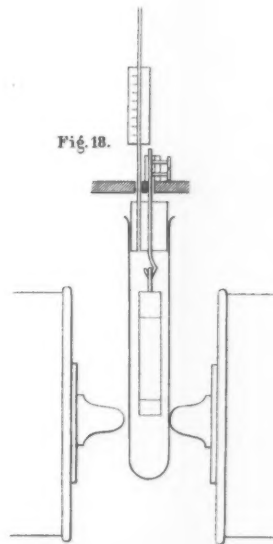
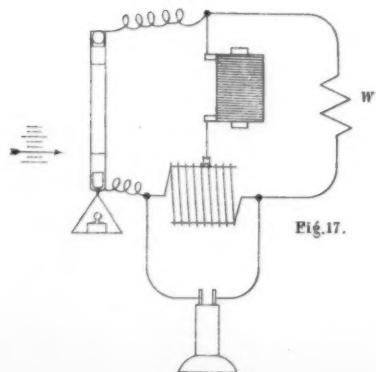
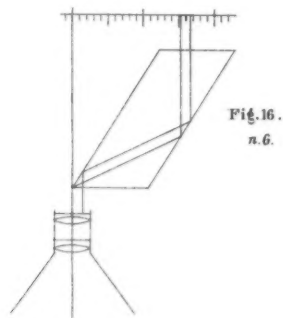
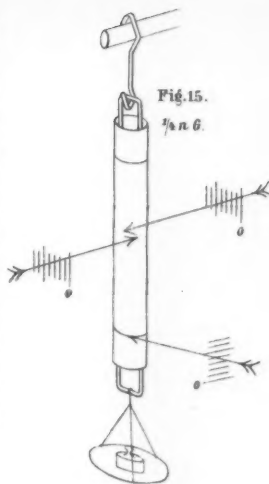
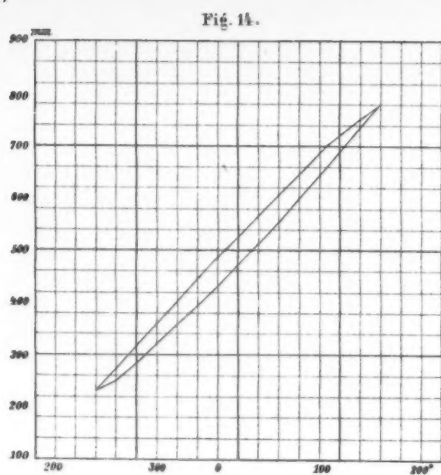
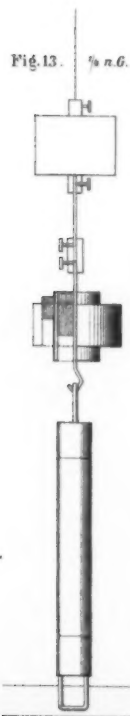
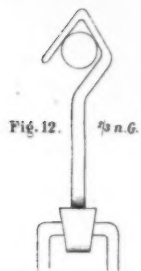
Fig. 9.



r Fig. 6. Hamburger Fig. 7. Noack Fig. 8-9.

Lith. Anst. v. C. Kist, Leipzig





1886.

Nº 8.

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE.

BAND XXVIII. HEFT 4.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERT VIERUNDSECHZIGSTEN BANDES
VIERTES HEFT.

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND INSBESONDERE DES HERREN

H. VON HELMHOLTZ

HERAUSGEGEBEN VON

G. WIEDEMANN.

MIT ZWEI FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1886.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

Geschlossen am 13. Juli 1886.

I n h a l t.

	Seite
I. G. Quincke. Electricische Untersuchungen	529
II. L. Sohncke. Electricisirung von Eis durch Wasserreibung	550
III. E. Edlund. Untersuchungen über die electromotorische Kraft des electricischen Funkens	560
IV. W. Donle. Beiträge zur Kenntniss des thermoelectricischen Verhaltens von Electrolyten	574
V. F. Auerbach. Ueber die Electricitätsleitung von Metallpulvern	604
VI. R. Krüger. Ueber eine neue Methode zur Bestimmung der verticalen Intensität eines magnetischen Feldes . . .	613
VII. R. Maurer. Ueber das Verhältniss der Quervertraction zur Längendilatation bei Stäben aus Leimgallerte . . .	628
VIII. M. Hamburger. Untersuchungen über die Zeitdauer des Stosses von Cylindern und Kugeln	653
IX. K. Noack. Ueber die Fluidität der absoluten und verdünnten Essigsäure	666
X. W. Müller-Erbach. Die Gesetze der Absorptionskraft bei zunehmender Entfernung	684
Berichtigungen	696

Die geehrten Herren Mitarbeiter erlaubt sich die Redaction der Annalen behufs correcter Herstellung des Druckes und der Tafeln, sowie richtiger Versendung der Separatabdrücke ergebenst zu ersuchen:

- 1) die Zeichnungen in möglichst exacter Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in den Text selbst einzufügen);
- 2) Citate am Rande oder unten auf den Seiten der Manuscripte (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen;
- 3) falls ausnahmsweise mehr als die 50 von der Verlagsbuchhandlung gratis abzugebenden Separatabzüge gewünscht werden, dies auf der ersten Seite des Manuscriptes (nicht erst auf den Correcturbogen) gefälligst bemerken zu wollen;
- 4) Reclamationen bezüglich etwaigen Nichtempfanges von Separatabzügen direct an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Die von Morgan und Stokes benutzte Bezeichnung der Brüche: $dy/dx = \frac{dy}{dx} \cdot (a+b)/(c+d) = \frac{a+b}{c+d}$, ist wegen der grossen Erleichterung des Satzes in dem laufenden Worttext (nicht in den auf besondere Zeilen zu stellenden Formeln) auch für die Annalen angenommen worden.

Für die über die Zahl 50 bestellten Separatabdrücke werden berechnet: per Druckbogen oder Theil eines Bogens 5 \mathfrak{g} , per Tafel 5 bis 10 \mathfrak{g} , ferner die Auslagen für Broschüren und Francozusendung.

Im Verlage von F. Heinicke, Berlin, Königsgräberstraße 15,
erschienen:

1. Der Atomaufbau in den chemischen Verbindungen und sein Einfluß
auf die Erscheinungen. Von L. Mann. Mit einer Tafel.
2 Mark.

Ueber den Inhalt können die bisher zur Kenntniß gekommenen
Recensionen Aufschluß geben:

Kölnische Zeitung 1884, 4. October. „Werkchen, welches über die herr-
schenden physikalischen Theorien zu Gericht sitzt. Durchweg stellt
Mann neue Gesichtspunkte auf.“

Noëmos 1884, 12. Heft (8. v. Meyer) und **Entgegnung** 1885, 3. Heft.

Grenzboten 1885, Nr. 7. „Neu und originell in die Art und Weise,
wie Verf. den Electricitätsstoff alle Bewegungen hervorrufen läßt, wie
die Bewegungen wieder modifizirt werden sollen durch die Form und
Größe der Atome, welche die Materie zusammensetzen, wie für alle Ver-
änderungen chemischer Art, sowie für alles Entstehen und Vergehen
organischer Formen gewisse Veränderungen in der Bewegungsrichtung des
Electricitätsstoffes zur Erklärung dienen.“

Pöhl 1885, 21. April. Nach Vergleich der früheren „uns im Stich
lassenden Theorien“ mit der des Verf. heißt es: „Ueberraschende
Schlaglichter werden auch auf die Constitution der Molecule, auf die
Natur unserer chemischen Elemente geworfen. Allerdings bricht der
Verf. dabei gründlich mit je vielen allgemein anerkannten und seit
Jahrzehnten eingewurzelten Anschauungen in der Chemie; unsere
Ansichten über die Natur der Säuren und Basen, über die Bildung der
Salze, Affinität u. s. w. werden kurzer Hand über Bord geworfen, sodaß
es dem Verf. nicht am heftigsten Widerspruch fehlen wird. Nicht gelinder wird
mit den neuerdings mehrfach angefochtenen Theorien der Gravitation und
Wärme, des Weltäthers, der sogenannten Impponderabillen u. umgekehrten, an
deren Stelle der Verf. seine, wie auch der Gegner zugeben muß, stets
scharfsinnigen und geistreichen Hypothesen setzt. Das kleine Werk
ist allen naturwissenschaftlich gebildeten Lesern zu empfehlen.“

Neue Preussische Zeitung 1885, 26. Juni.

Blätter für literarische Unterhaltung 1885, Nr. 39. „Da jedoch die Arbeit
des Verf. ein ernstes philosophisches Suchen nach Wahrheit bekundet, läßt sich
hoffen, daß sie trotz der etwaigen Gelehrlichkeiten jedenfalls achtungsvolle
Aufnahme finden werde.“

Physikalische Studien 1885, 12. Heft: „Wir fühlen uns gedrungen, hierbei auf
ein neues Werk zu verweisen, welches solche neue Forschungs- und Erklärungs-
Methoden an die Hand zu geben versucht... als Kritik sämtlicher Grund-
anschauungen der modernen Physik... Damit wird auch eine neue
Physik der Sonne begründet, welche uns vielleicht mehr befriedigt als die
bisherige...“

2. Das Wesen der Electricität und die Aetiologie der Pest und der Cholera. Von L. Mann. 1,60 Mark.

Erst die klare Erkenntniß des Atomaufbaues und des Wesens des in wechselnden Aggregatzuständen die stabilen Gebilde durchströmenden Electricitätsstoffes — des Elements des Feuers — führt uns zum Verständniß des Zusammenhanges in allen Naturerscheinungen und bringt sicheren Aufschluß über das eigentliche Wesen der Wärme, der Gährung, des Ferments, der organischen Entwicklungsprocesse, des Fiebers, des Virus und der pathogenen Keime, sowie über die Krankheitsursachen und Heilmittelwirkungen. Bei dieser völlig neuen und mit den modernen Anschauungen der Bacteriologen scharf brechenden Lehre kann eine vorsichtige Zurückhaltung im Urtheil der Recensenten kaum überraschen; dennoch schreiben:

Conservative Monatshefte 1885. 10. Heft. „Eine merkwürdige Schrift, von der zu wünschen wäre, daß ein tüchtiger Physiker eines eingehenden Studiums und einer gerechten Beurtheilung würdigte. Das Werkchen zeigt durchaus originale und von außerordentlichen Kenntnissen getragene Anschauungen“ . . . „um gerecht zu sein, müssen wir aber gestehen, daß die entwickelten Anschauungen vielfach mit der Wirklichkeit übereinstimmen“ . . .

Neue Preussische Zeitung 1885. 22. November. „Der durch seine mathematisch-physikalischen Studien und Untersuchungen bekannte Verfasser versucht es in scharfsinniger Weise die Ergebnisse seiner Untersuchungen zur Erklärung des Wesens der Epidemien und der durch pathogene Keime hervorgerufenen sog. Infections-Krankheiten zu verwerten“ . . . „ob der Leser überzeugt wird, bleibe dahingestellt.“

Neform — Hamburg. 1885. 14. Februar. Nachdem besonders hervorgehoben ist, daß der Verf. im Gegensatz zu den bisher vorherrschenden Anschauungen die Ursache der Cholera auf Electricitätsausstrahlung und Erkaltung zurückführt, schließt Recensent: „Wir wollen abwarten, was die berufenen Vertreter der medizinischen Wissenschaft zu dieser jedenfalls neuen Lehre sagen.“



Verlag von **Eduard Heinrich Mayer** in Leipzig.
Soeben erschien einzeln aus der „Revue der Naturwissenschaften“
herausgegeben von Dr. Hermann J. Klein:

Die Fortschritte der Physik 1885 (Nr. 9).

8°. Preis 1 *M* 80 *Sf*.

■ Käufern des neuesten Bändchens dieser anerkannt vor-
trefflichen Compendien, liefere die früher erschienenen Nummern
gleicher Disciplin Nr. 1—8 enthaltend

„Die Fortschritte der Physik 1872—1884“
zum Ausnahmspreise von *M* 12. 60.

Verlag von **Joh. Ambr. Barth** in Leipzig.

**KAHLBAUM, Georg W. A. Siedetemperatur und Druck in ihren
Wechselbeziehungen.** 153 Seiten in 8°. mit 15 lith. Tafeln.
1885. *M* 10.—

Diese äusserst fleissige Arbeit bestrebt sich die früher als allgemein
gültig betrachtete Regel: „Dem Sinken des Barometers um 1 cm ent-
spricht ein Sinken der Siedetemperatur um 1° in ihrer Unrichtigkeit
nachzuweisen, dafür aber die richtigen Wechselbeziehungen einer grossen
Anzahl Flüssigkeiten anzugeben. Der Verfasser weist aus seinen zahl-
reichen Versuchen nach, dass die Siedecurven für alle Körper verschie-
den sind, dass die Siedetemperatur erst bei 50 mm Druck bedeutend
abnimmt u. s. w. Besonders interessant sind die Versuche über das
Destilliren im Vacuum. (A. d. Zeitschr. „Dampf“).

CLAUSIUS, R. Die Potentialfunction und das Potential. Ein Bei-
trag zur mathemat. Physik. 4. verb. Auflage. 178 Seiten.
gr. 8°. 1885. *M* 4.—

**FLEISCHER, E. Die Titrimethode als selbständige quantitative
Analyse.** 3. verb. Auflage. Mit Holzschn. 352 Seiten. gr. 8°.
1884. *M* 7. 50.

HAMILTON, W. R. Elemente der Quaternionen, deutsch heraus-
gegeben von Dr. P. Glan. 2 Bände gr. 8°. (I. 770 Seiten
II. 509 Seit.) 1882—84. In engl. Einband, unbeschn. *M* 34.—
Das ausführlichste Buch über Quaternionen.

HOPPE, Edm. Geschichte der Elektrizität. 642 Seiten. gr. 8°.
Mit Figuren. 1884. *M* 13. 50.

Auf sorgfältigen eignen Quellenstudien beruhend, und daher in
allen Angaben zuverlässig, jedoch nicht ausschliesslich für Fachmänner
bestimmt, sondern durch ansprechende allgemein verständliche Ausdrucks-
weise auch für weitere Kreise geeignet.

Verlag von L. Brill in Darmstadt.

Mathematische Modelle

für den höheren mathematischen Unterricht.

Mod. von Flächen 2. Ord. in Gips, Seidenfäden, Cartonschnitten.
Gipsmod. von Fl. 3. Ord. mit versch. Singul. Algebr. Fl. höherer Ord.:
Cycliden, Kummer'sche, Steiner'sche Fl., Fl. mit längs Kreisen berühr.
Ebenen, optische Wellenflächen; Fl. zum Studium der Krümmungs- und
Asympt.-Curven, Minima.-fl. Fl. constanten Krümmungsmasses, Centrafl.,
Brennfl., Fl. zur Physik, Mechanik. Drahtmodelle von Raumcurven, R.-CC.
4. Ord. nebst ihren abw. Fl. in Seidenfäden u. s. w.

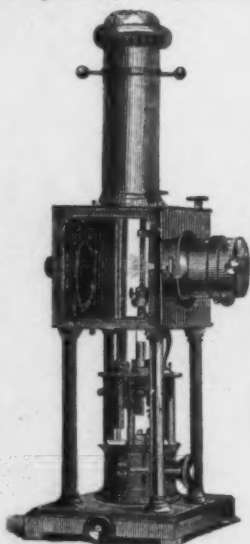
3. Auflage des Catalogs auf Verl. gratis.

Apparate

zur objectiven Darstellung

der Spectral- und Polarisations-Erscheinungen,
mikroskopischer Vergrößerungen photographi-
scher und gemalter Bilder von wissenschaft-
lichen Gegenständen, von Gegenständen v. s. w.

Optisches Institut von



A. Krüss in Hamburg.

An Universitäten, höhern Lehranstalten und
für öffentliche Vorträge mit grossem Erfolg
vielfach im Gebrauch.

Preiscurante auf portofreie Anforderungen
gratis.

Optisches Institut

von A. Krüss in Hamburg.

Im Verlag von Joh. Ambr. Barth
in Leipzig ist neu erschienen:

Erdmann-König,

Grundriß

der

allgemeinen Warenkunde.

Für

Handels- und Gewerbeschulen

sowie

zum Selbstunterrichte

entworfen von

Dr. Otto Linné Erdmann,

weil. ord. Prof. der Chemie an der Universität Leipzig.

Elfte,

neu bearbeitete und stark vermehrte

Auflage

VON

Prof. Dr. Chr. Rud. König.

Mit 45 Holzschnitten und 1 Tafel mit
mikroskopischen Abbildungen.

600 Seiten gr. 8°.

Preis geheftet M 6,75,

in f. Halbfranz gebunden M 8. —

In allen Buchhandlungen zu haben.

Mit einer Beilage von **Ferdinand Enke** in Stuttgart
und **F. Heinicke** in Berlin.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

e

itten.
Ord.:
rühr.
und
raffl.,
-CC.

Barth
:

de.

ulen

,
Leipzig.

ehrte

ig.

I mit
n.

S. —

aben.